ORSAY
Série A. N°
N° D'ordre :
984

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marcelle REY CAMPAGNOLLE - EPHERRE

ETUDE EXPERIMENTALE ET SEMI-EMPIRIQUE DE LA SPALLATION DES NOYAUX LEGERS.

APPLICATION A LA NUCLEOSYNTHESE DES ELEMENTS LITHIUM, BERYLLIUM ET BORE DANS LA GALAXIE

Soutenue le 17 Juin 1972 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU — Président.

J. TEILLAC
H. REEVES
H. GAUVIN
R. KLAPISCH — Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549217_0004

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marcelle REY CAMPAGNOLLE - EPHERRE

ETUDE EXPERIMENTALE ET SEMI-EMPIRIQUE DE LA SPALLATION DES NOYAUX LEGERS.

APPLICATION A LA NUCLEOSYNTHESE DES ELEMENTS LITHIUM, BERYLLIUM ET BORE DANS LA GALAXIE

Soutenue le 17 Juin 1972 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU — Président.

J. TEILLAC
H. REEVES
H. GAUVIN
R. KLAPISCH — Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je voudrais rendre un très respectueux hommage à la mémoire de Monsieur René BERNAS qui m'a accueillie au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, conseillée, encouragée tout au long de ce travail jusqu'à sa disparition si profondément ressentie. Je suis très reconnaissante à Robert KLAPISCH de m'avoir aidée avec beaucoup de patience et d'efficacité dans les moments particulièrement difficiles qui ont suivi.

C'est Eli GRADSZTAJN qui m'a initiée à la physique expérimentale et, en particulier, à la Spectrométrie de Masse. C'est pendant notre collaboration amicale qu'il a éveillé mon intérêt pour les problèmes astrophysiques. Je l'en remercie vivement.

Hubert REEVES a inspiré une grande part de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de mon amitié et de ma reconnaissance pour l'aide scientifique et morale qu'il m'a très souvent apportée.

Je dois remercier tout particulièrement Claus SEIDE qui a participé à toutes les expériences sans ménager sa peine et dont l'aide m'a toujours été précieuse.

Je suis redevable de fructueux échanges, à Jean AUDOUZE et à mes collègues du groupe d'astrophysique nucléaire, Pierre FONTES, Claude PERRON, Grant RAISBECK et Françoise YIOU. Je n'aurai garde d'oublier les conseils et encouragements d'Arthur POSKANZER lors de son séjour au laboratoire.

Je tiens à remercier vivement Henri GAUVIN du Laboratoire de Chimie Nucléaire qui m'a souvent communiqué ses résultats expérimentaux et avec qui j'ai eu de très intéressantes discussions.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans le concours de Michel SALOME à qui je dois la réalisation du spectromètre de masse, d'Yves BISSON qui a réalisé nombre de montages délicats, de Mme Claude PREVOT et de M. E. ALORENT qui ont participé activement à la préparation des expériences.

En outre, Marie-Thérèse COMMAULT, R. FERGEAU, M. CAPEL, M. JACOTIN, J. BIDERMAN m'ont aidée en maintes occasions et je tiens à les en remercier ici.

Enfin nos expériences ont été réalisées grâce à la collaboration de plusieurs laboratoires extérieurs. Je remercie en particulier M. LEGRAND du laboratoire de Metrologie du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, les équipes du synchro-cyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, du cyclotron à Energie variable du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (M. THIRION), du cyclotron de

Harwell - AERE - (M. Mac ILROY), du cyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de Milan (M. TAGLIAFERRI), du cyclotron du Centre de Recherches Nucléaires de Karlsruhe (M. SCHATZ) et de l'accélérateur d'électrons du laboratoire de Chimie-Physique (Mme Y. CAUCHOIS).

Avec amabilité et diligence, Annie BALLOUARD et Jeannette CARO ont dactylographié le manuscrit, Michèle ARIANER et Claude THIBAUT ont assuré la reproduction des figures.

INTRODUCTION

Dans de nombreuses disciplines, la physique nucléaire joue un rôle important mais c'est sans doute en astrophysique que son champ d'application est le plus étendu. Notre Univers est le plus souvent inaccessible à une expérimentation directe. La connaissance que nous en avons est acquise indirectement par l'étude des phénomènes physiques qui sont à l'origine de sa structure, de son évolution et qui peuvent être contrôlés en laboratoire. Les réactions nucléaires sont un exemple de tels phénomènes :

- ce sont des réactions nucléaires dans le domaine des keV qui engendrent les énergies stellaires, sont responsables de l'évolution des étoiles et de leur composition chimique.

- ce sont des réactions nucléaires aux énergies de l'ordre des MeV qui sont responsables pour l'essentiel des isotopes radioactifs mesurés à la surface de la lune.

- et ce sont des réactions nucléaires dans le domaine des GeV qui déterminent la composition isotopique du rayonnement cosmique galactique.

Il y a quelques années, les abondances naturelles mesurées des éléments, lithium, beryllium et bore donnèrent à penser que des réactions nucléaires induites par des protons de haute énergie étaient à l'origine de ces éléments [1,2]. Par des considérations portant sur l'abondance des éléments naturels et l'importance relative que l'on pouvait prévoir des rendements de spallation, il apparut que les cibles les plus favorables à la formation des éléments Li, Be et B étaient le carbone, l'oxygène et l'azote.

Pour vérifier cette hypothèse, il fallait mesurer les sections efficaces de formation des isotopes stables (ou à vie longue) des éléments concernés : [^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{7}Be (T = 53,6 j) et ^{10}Be (T = 1.6 10^{6} ans)] et, pour des raisons que nous préciserons, la spectrométrie de masse était alors la seule méthode en principe appropriée. Il fallait néanmoins l'adapter à la mesure de ces éléments particuliers en très faibles traces et à l'abri de toute contamination par les éléments naturels.

Les isotopes du lithium sont les premiers qu'il a été possible de mesurer [3]. La connaissance de leurs sections efficaces de formation dans des cibles d'oxygène et de carbone bombardées par des protons de moyenne énergie (150 MeV) a permis à Gradsztajn en 1965 [4] de proposer un modèle pour l'origine des éléments Li, Be, B dans le système solaire, dont les points essentiels étaient les suivants :

- ces éléments ont été formés par des réactions de spallation à la surface du jeune soleil au moment où il traversait une phase d'intense activité électromagnétique -avec en particulier, pour le lithium, un rapport isotopique $^{7}Li/^{6}Li = 2$- (hypothèse présentée par Fowler Greenstein et Hoyle en 1962).

- entraînés à la base de la zone convective, le ^{6}Li a été en partie détruit et beaucoup plus rapidement que le ^{7}Li, les isotopes du bore n'ont pas été affectés.

- au moment où le rapport $^{7}Li/^{6}Li$ avait la valeur que l'on observe actuellement sur la terre et dans les météorites, c'est-à-dire 12,5 , la matière planétaire s'est séparée de la nébuleuse solaire.

Ce modèle développé ensuite ("BGRS") [5] expliquait bien les abondances des éléments Li, Be, B alors observées dans le système solaire. Il pouvait s'appliquer également pour expliquer l'origine des éléments Li,Be observés à la surface des étoiles. Les mesures de sections efficaces de beryllium et bore qui suivirent [6] confirmèrent la validité de ces hypothèses. Pour les isotopes du bore, l'écart entre le rapport de spallation -2- et le rapport naturel -4- n'était pas significatif étant donné les approximations du modèle.

Néanmoins, une autre possibilité pouvait être envisagée pour expliquer la transformation des rapports $^{7}Li/^{6}Li$ et $^{11}B/^{10}B$ de spallation en leurs valeurs naturelles. On avait jusqu'alors considéré seulement les sections efficaces de formation de ces isotopes à des énergies supérieures à 100 MeV, énergie au-delà de laquelle les sections efficaces demeurent constantes. Mais au voisinage des seuils de réaction les rapports isotopiques peuvent varier dans de grandes proportions. Par ailleurs, la mesure de la distribution en énergie des protons d'éruptions solaires montrait que le flux des protons de basse énergie (quelques dizaines de MeV) était beaucoup plus important que celui des protons d'énergie plus élevée. Ces deux raisons nous ont conduit à étudier ces "effets de seuils" en mesurant quelques sections efficaces particulièrement intéressantes au-dessous de 50 MeV. Alors que ces mesures étaient en cours, le modèle "BGRS" était remis en question pour des considérations d'énergétique [7]. De nouvelles observations [79-83] allaient à l'encontre de certaines plus anciennes qui avaient servi d'arguments en faveur du modèle. Ce dernier devenait de moins en moins plausible.

Au contraire, une suggestion faite -et repoussée à l'époque- par Bernas, Gradsztajn, Reeves et Schatzman se trouvait valorisée à la faveur de ces nouvelles

observations : les éléments Li, Be, B pourraient s'être formés par interaction du rayonnement cosmique galactique sur le gaz interstellaire. Hypothèse que Reeves, Fowler et Hoyle ont adoptée en 1971 [8].

Dans le rayonnement cosmique et dans le milieu interstellaire, le nombre de noyaux d'hygrogène représente $\sim$ 90 % des atomes présents et le nombre de noyaux d'hélium $\sim$ 10 %. Quelques mesures ayant laissé prévoir [9] que les sections efficaces de spallation induites par les α pouvaient être supérieures à celles induites par les protons, il nous est apparu nécessaire d'étudier en particulier la formation des éléments Li, Be, B par ce type de réaction. Les mesures que nous avons effectuées seront exposées dans la 1ère partie de ce mémoire.

Pour développer le nouveau modèle de nucléosynthèse il fallait disposer de fonctions d'excitation complètes pour un grand nombre de réactions. Quelques unes de ces fonctions sont bien déterminées, d'autres le sont très partiellement et d'autres enfin sont totalement inconnues. Pour compléter ces données nous avons étudié différentes méthodes pour estimer les sections efficaces de spallation. Ces approches du mécanisme même des réactions seront exposées dans la 2ème partie. Calculs à partir du "modèle" des réactions de spallation, formule semi-empirique, systématique des réactions induites par protons sur les noyaux $12 \leqslant A \leqslant 30$, nous ont permis de mettre en évidence l'importance de certains paramètres physiques dans ces réactions (en particulier spin isotopique et sous structures α).

Enfin dans la 3ème partie de ce mémoire, nous montrerons comment les données nouvelles apportées par nos travaux -ajoutées aux observations- sont en faveur de la formation des éléments Li, Be, B directement dans le milieu interstellaire par l'action du rayonnement cosmique galactique. Nous verrons comment le modèle développé sur ces bases permet de rendre compte d'un grand nombre de données et de leur relations (relations qui n'étaient pas apparues auparavant). Il constitue un apport très important à l'étude générale de l'évolution galactique.

C H A P I T R E I

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Quelques chiffres peuvent illustrer le problème à résoudre. Une eau ordinaire de ville contient environ 10^{15} atomes de lithium naturel par cm^3. Le lithium naturel a 2 isotopes, ^7Li, ^6Li dont on exprime le rapport des nombres d'atomes suivant :

$$^7Li/^6Li = 12.4$$

On pouvait prévoir qu'une irradiation par le faisceau de particules α du synchro-cyclotron d'Orsay, d'une durée de l'ordre de 24^h à 48^h (intensité maximum) produirait environ 10^{12} atomes de lithium/cm^3 d'eau irradiée. Sensiblement les mêmes chiffres pouvaient s'appliquer au bore (2 isotopes naturels ^{11}B, ^{10}B dont le rapport de nombres d'atomes $^{11}B/^{10}B = 4.1$).

Or l'eau constitue pour nous une cible d'oxygène idéale : des deux éléments qu'elle contient, seul l'oxygène contribue à la formation des isotopes de lithium, beryllium ou bore. L'hydrogène est le seul élément (avec l'hélium) plus léger que ces derniers.

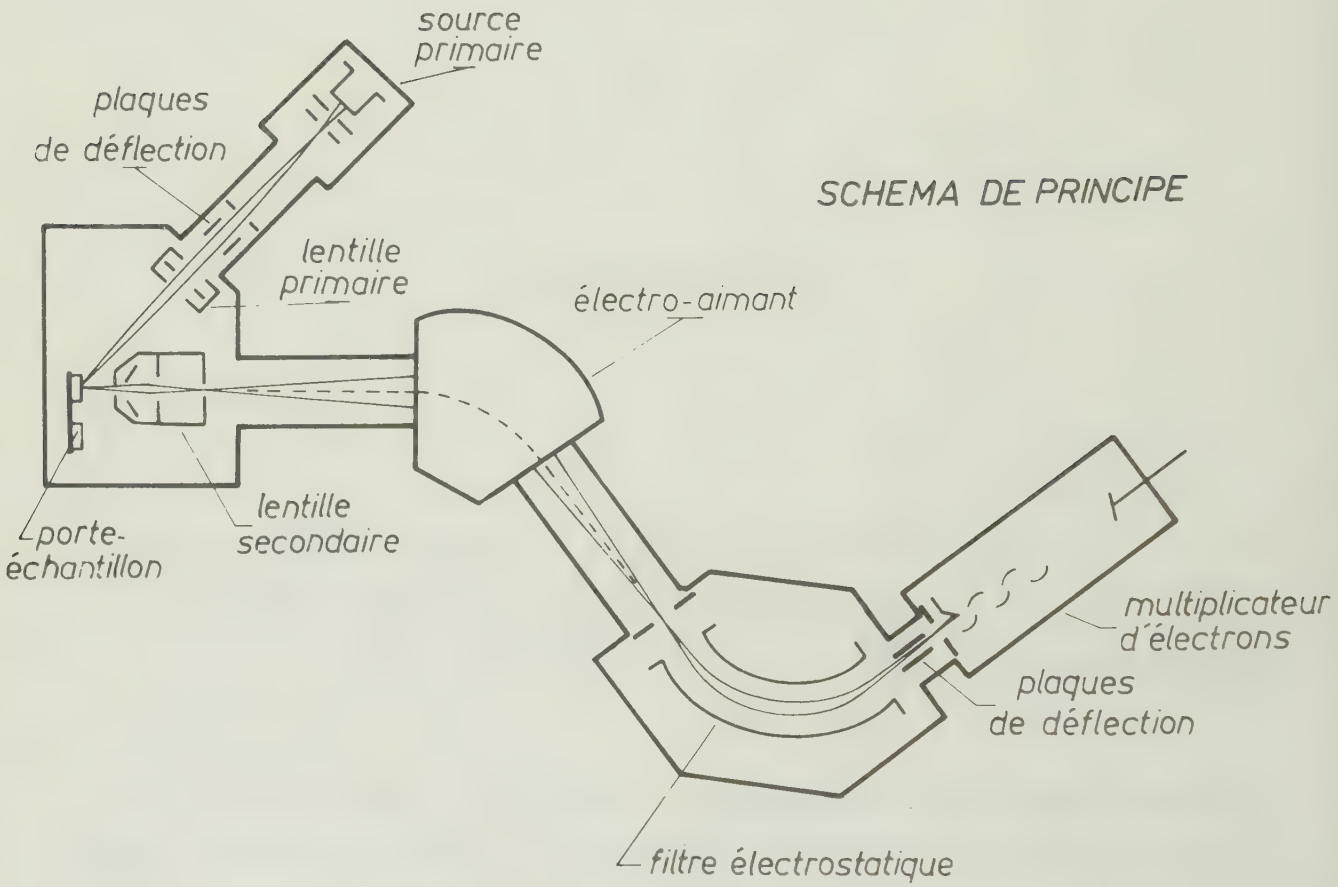
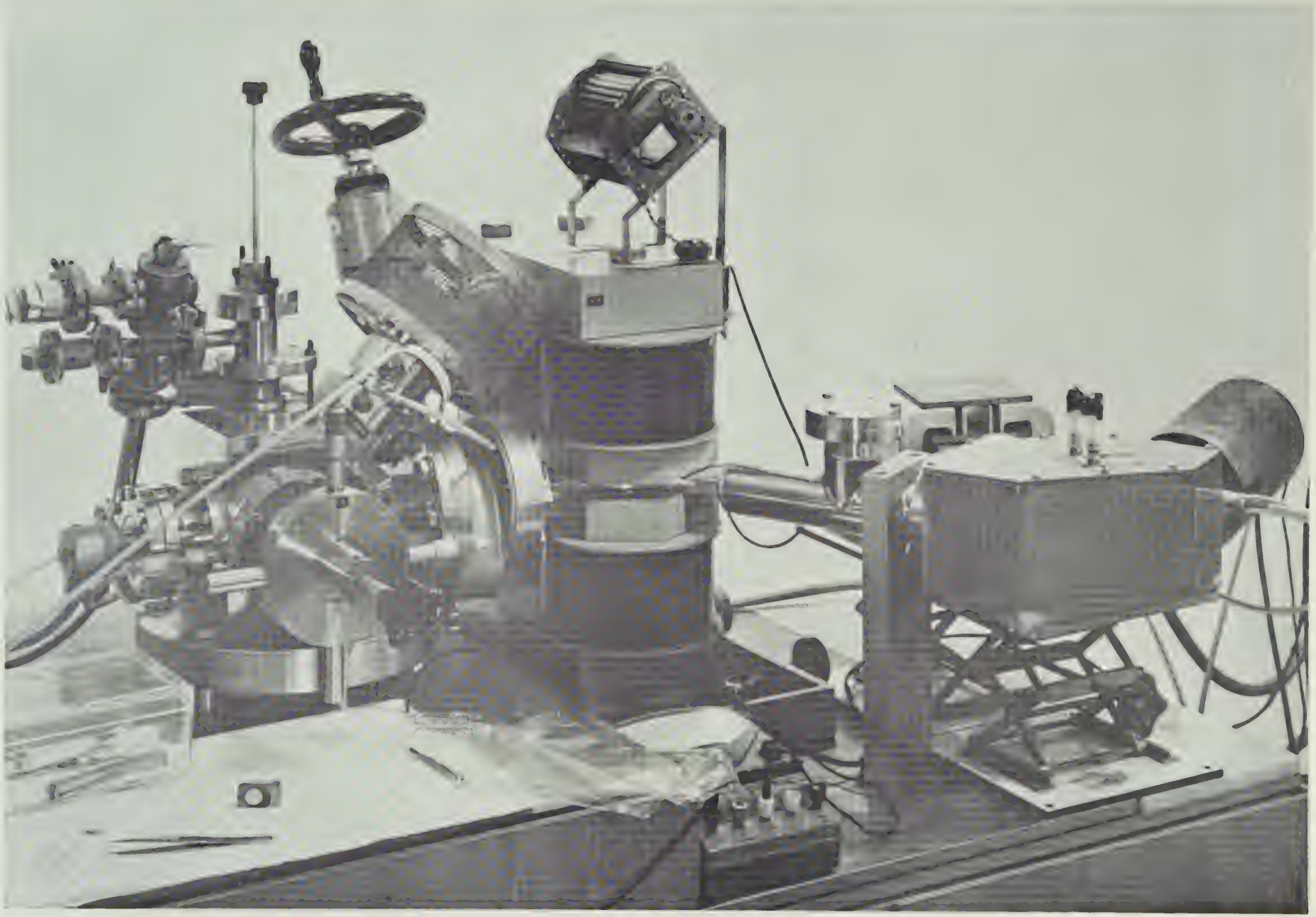


FIG. 1 - Le spectromètre de masse utilisé pour les mesures.



Elle permet en outre la concentration des produits de réaction après l'irradiation pour l'analyse au spectromètre de masse. Le temps de faisceau nécessaire à la formation de concentrations mesurables dans un oxyde solide serait de plusieurs mois.

Il fallait donc :

1° - Purifier l'eau pour abaisser la teneur en lithium et bore à des concentrations inférieures à celles qui se forment par irradiation ; et surtout, conserver cette pureté, au cours des manipulations. De l'eau distillée (10^{12} atomes de lithium et quelques 10^{13} atomes de bore par cm^3) abandonnée à l'air ambiant s'enrichit en ces éléments jusqu'à des concentrations comparables à celles de l'eau ordinaire déjà citée.

2° - Disposer d'une technique d'analyse permettant de mesurer des quantités aussi faibles que 10^{12} à 10^{13} atomes d'isotopes stables de Li, Be ou B.

I.A - LE SPECTROMETRE DE MASSE

Nous avons utilisé un spectromètre de masse construit au laboratoire* pour la mesure simultanée de très faibles quantités d'éléments Li, Be et B. Ses limites de détection, définies pour un rapport signal/bruit = 1 sont respectivement de l'ordre de :

10^8 atomes de lithium
10^{10} atomes de beryllium
10^{11} atomes de bore.

Ces performances sont essentiellement dues à la source d'ions.

I.A.1. Description du spectromètre de masse (fig. 1)

La source d'ions : source à pulvérisation ionique.

Le principe en est le suivant : une cible frappée par un faisceau d'ions est pulvérisée en surface sous forme de particules neutres et ionisées. Celles-ci, appelées ions secondaires, sont formées à partir des atomes présents dans l'échantillons et sont caractéristiques des éléments qui le composent. Si aucune théorie

---

* M. SALOME a assuré entièrement la réalisation de cet appareil dans lequel se trouvent incorporés de nombreux perfectionnements qui le rendent très supérieur à l'appareil de même type précédemment construit au laboratoire.

n'explique encore parfaitement le phénomène, les études faites sur l'émission ionique secondaire [10] ont mis en évidence :

- le rôle de la masse et de la tension d'accélération des ions primaires (fig. 2 et 3).

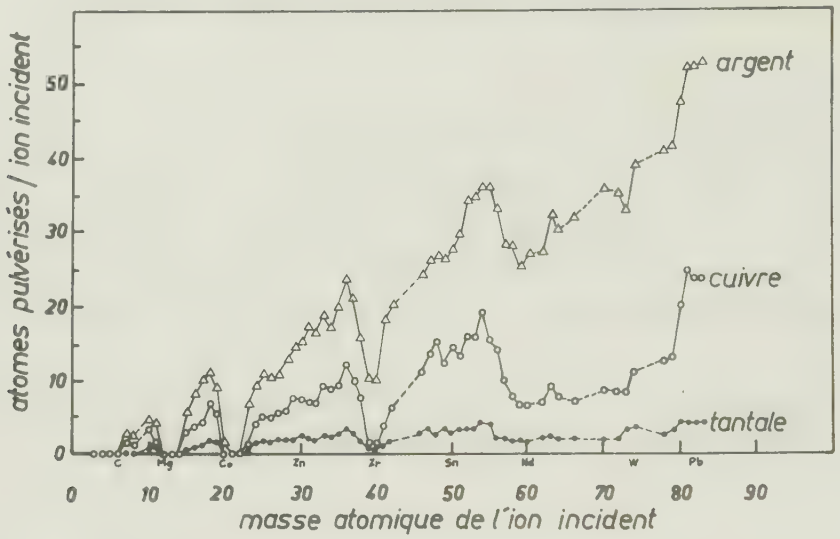


FIG. 2 - Variation du rendement de pulvérisation avec la masse de l'ion incident pour une énergie de 4,5 keV sur des cibles d'argent, de cuivre et de tantale - d'après (10).

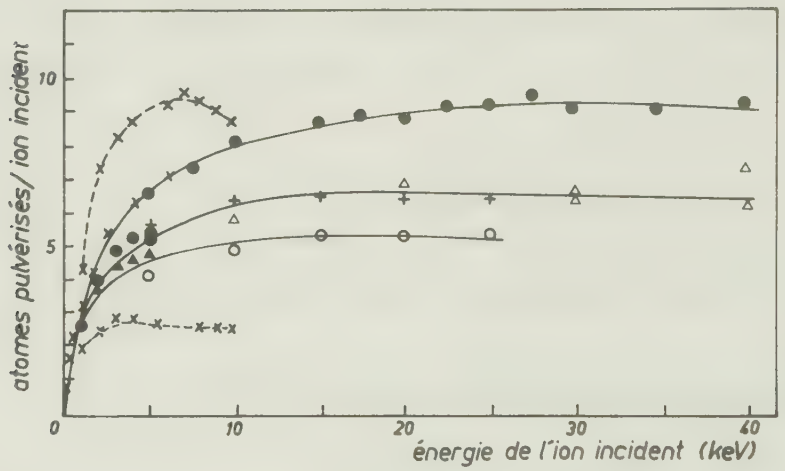


FIG. 3 - Variation du rendement de pulvérisation avec l'énergie des ions incidents (argon sur cuivre - différentes expériences) ; d'après (10).

- la présence simultanée d'ions positifs et négatifs une ou plusieurs fois chargés.

- la variation de l'efficacité d'ionisation avec la nature physico-chimique des éléments. L'abondance des ions secondaires n'est pas représentative de la composition chimique de la surface pulvérisée.

La source de notre spectromètre de masse est dérivée de celle de Slodzian et Castaing [11]. Elle permet l'analyse des éléments légers Li, Be, B présents à l'état de traces soit en solution, soit dans des matériaux solides (météorites et

échantillons lunaires). Nous les mesurons sous forme d'ions positifs monochargés.

Une source thermoïonique classique produit le faisceau d'ions primaires. Dans un four en tantale chauffé par effet Joule et porté à un potentiel de + 10 KV, du sulfate de césium est déposé. Les ions Cs^+ émis sont focalisés par une lentille électrostatique sur l'échantillon à analyser. Cette source peut fournir un courant primaire de l'ordre de quelques 10^{-9} à 10^{-7} A. Sa durée de vie dépend de l'intensité de courant utilisée. Un courant de 10^{-9} à 10^{-8} A pulvérise un nombre d'ions secondaires mesurables et ne détruit pas trop rapidement l'échantillon. Des plaques de déflexion centrent le faisceau par rapport à l'axe d'extraction des ions secondaires. La surface d'impact du faisceau primaire sur la cible-échantillon est inférieure à 0,5 mm^2.

Le porte échantillon est constitué d'un disque en acier inoxydable (14 mm de diamètre, 4 mm d'épaisseur). Pour l'analyse de solutions, afin de rendre la surface rigoureusement propre, ce disque peut être recouvert d'une couche d'or spectroscopiquement pur, déposée par évaporation sous vide ou d'une pastille d'or (0,1 mm d'épaisseur) qui résiste mieux aux traitements que doivent subir certains échantillons. Le porte échantillon est ajusté à l'intérieur du spectromètre sur un support mobile suivant les 3 axes (x, y, z) à l'aide de verniers micrométriques. Toute la surface de l'échantillon à analyser peut être ainsi explorée.

La lentille secondaire située à 5 mm de la cible possède un orifice de 500 µ. Elle accélère le faisceau d'ions secondaires et le focalise sur la fente d'entrée du spectromètre (correspondant au diaphragme de sortie de la lentille).

L'analyseur magnétique :

Les ions secondaires sont analysés en masse par un secteur magnétique homogène (angle 60°, rayon moyen 15 cm). Après la fente de définition située dans le plan focal de celui-ci, ils traversent un filtre d'énergie. Celui-ci, constitué par un déflecteur électrostatique (angle 90°, rayon moyen 12 cm, ions d'énergie $E \pm E/100$) est destiné à diminuer le bruit de fond dû aux ions Cs^+.

Le système de détection des ions :

Un multiplicateur d'électrons monté en comptage d'impulsions est utilisé pour la détection des ions. Il possède 17 dynodes en CU Be (ETH Zurich ou 56 AVPRTC modifié par nos soins) et son gain est stable aux environs de 10^8. Chaque ion incident sur la 1ère dynode produit une impulsion de tension suffisante (0,5 V) pour être envoyé sans autre amplification vers un discriminateur à seuil (SEN) relié à un sélecteur multiéchelle (SA 44 Intertechnique) dont le déclenchement de l'avance

d'adresse est synchronisé avec le balayage de champ magnétique [12]. Le comptage par impulsion a l'avantage sur le comptage par intégration du courant de diminuer le bruit de fond et d'augmenter la sensibilité de la détection. Le système de balayage cumulatif augmente la précision des mesures.

Des plaques de déflexion ont été placées avant la fenêtre d'entrée du multiplicateur pour améliorer au maximum le rendement de la 1ère dynode.

Le système de pompage.:

Un vide de 10^{-7} torr exempt de vapeurs d'huile est assuré à l'intérieur du spectromètre de masse essentiellement par ume pompe turbomoléculaire Pfeiffer (260 1/s).

Au niveau du multiplicateur d'électrons une pompe ionique (11 1/s) assure le vide nécessaire à une longue durée de vie du multiplicateur. Cette pompe ne perturbe pas les comptages grâce à une disposition mécanique appropriée [13].

Une vanne permet d'isoler l'ensemble source du reste du spectromètre au moment de l'introduction des échantillons et de protéger ainsi le multiplicateur. Cette introduction se fait au travers d'un sas isolé par une vanne à tiroir et protégé par un tamis moléculaire. Une pompe à palettes permet d'en diminuer la pression.

En résumé : Un faisceau d'ions primaires pulvérise l'échantillon à analyser. Les ions secondaires ainsi formés sont accélérés, analysés en masse, filtrés en énergie et enfin, détectés par le multiplicateur d'électrons qui fournit une impulsion de tension pour chaque ion collecté. Le spectre de masse est tracé par le dispositif de comptage qui reçoit ces impulsions.

I.A.2. Utilisation du spectromètre de masse pour la mesure des sections efficaces

La section efficace de formation d'un noyau A dans la réaction $^{16}O(\alpha,X)$ A s'exprime par la relation :

$$\sigma_{^{16}O}(A) = \frac{n\ (A)}{n\ (^{16}O)\ n\ (\alpha)} \qquad (1)$$

n (A) nombre de noyaux A formés

n (^{16}O) nombre de noyaux cibles par cm^2

n (α) nombre de particules α ayant frappé la cible.

Le noyau B formé simultanément par la réaction $^{16}O\ (\alpha,Y)^{*}B$ a une section efficace :

$$\sigma_{^{16}O}(B) = \frac{n\ (B)}{n(^{16}O)\ n\ (\alpha)}$$

et

$$\frac{\sigma_{^{16}O}(A)}{\sigma_{^{16}O}(B)} = \frac{n\ (A)}{n\ (B)} \qquad (2)$$

Si A et B sont 2 isotopes d'un même élément le rapport des quantités n (A)/n (B) est proportionnel au rapport des nombres d'ions i (A)/i (B) mesurés au cours de l'analyse au spectromètre de masse de la cible irradiée.

$$\frac{n\ (A)}{n\ (B)} = \gamma\ \frac{i\ (A)}{i\ (B)}$$

γ est le facteur de discrimination du spectromètre pour l'élément considéré. Nous verrons plus loin comment il est déterminé.

Dans le cas où la section efficace de formation d'un des isotopes de cet élément est déjà connue (cas du ^{7}Be) celles des autres isotopes (^{9}Be, ^{10}Be) s'en déduisent simplement (eq. 2) à partir des mesures de rapports isotopiques au spectromètre de masse.

Lorsque la section efficace d'aucun isotope n'est connue, il est nécessaire de mesurer le nombre absolu de noyaux A [n (A)] pour déterminer sa section efficace (eq. 1).

En effet, le rapport des nombres d'ions correspondant à 2 noyaux d'éléments différents n'est pas représentatif du rapport des quantités de ces noyaux présents dans l'échantillon analysé. L'efficacité d'ionisation de la source n'est pas la même pour les 3 éléments Li, Be, B et le rapport d'émission de 2 éléments n'est pas constant sur toute la surface de l'échantillon. Si nous analysons simultanément des quantités identiques de ^{6}Li, ^{9}Be et ^{10}B les rapports d'émission de ces isotopes varient dans les limites suivantes :

$$10 < Li/Be < 10^{2}$$

$$10^{2} < Li/B < 10^{3}$$

Ceci est valable d'une façon générale pour toutes les mesures par spectrométrie de masse : elles ne sont précises que pour la détermination d'abondances relatives d'isotopes d'un même élément quel que soit le procédé d'ionisation utilisé.

Mesure de rapports isotopiques - facteur de discrimination

Les spectromètres de masse présentent en général un phénomène de discrimination isotopique. Il peut avoir de nombreuses origines : procédé de balayage, rendement du multiplicateur d'éléctrons, mécanisme d'évaporation ... En ce qui concerne notre spectromètre de masse, la discrimination est essentiellement due aux effets de la pulvérisation dans la source [14].

Nous en tenons compte par des calibrations à l'aide d'échantillons étalons. Le National Bureau of Standards prépare de tels échantillons à partir d'isotopes séparés. Leur rapport isotopique est connu avec une précision de l'ordre de 1 %. Ils n'existent pas encore pour tous les éléments car leur préparation est extrêmement longue et délicate. Nous avons donc utilisé pour nos expériences des étalons secondaires : solutions de nitrate de lithium et d'acide borique, préparées à partir d'éléments naturels.

Les rapports isotopiques naturels ne sont pas très précis. Ils peuvent varier suivant l'origine du produit et les traitements physicochimiques qu'il a subis. A partir des mesures relevées dans la littérature [15,16,17,18,19] nous avons adopté les valeurs suivantes :

$$\left(^{7}Li/^{6}Li\right)_{nat} = 12,4 \pm 0,2$$

$$\left(^{11}B/^{10}B\right)_{nat} = 4,1 \pm 0,1$$

Par ailleurs, la mesure du rapport isotopique d'une même solution naturelle varie avec les conditions opératoires (tableau 1). Chaque mesure précise de rapport isotopique nécessite donc une calibration dans les mêmes conditions, c'est-à-dire, une mesure du facteur de discrimination.

Pour le Li :

$$\gamma_{Li} = \frac{(^{7}Li/^{6}Li)_{nat}}{(^{7}Li/^{6}Li)_{nat.mes.}}$$

γ_{Li} varie dans les limites indiquées dans le tableau (2).

Pour le Bore :

$$\gamma_{B} = \frac{(^{11}B/^{10}B)_{nat.}}{(^{11}B/^{10}B)_{nat.mes.}}$$

γ_{B} varie dans les limites indiquées dans le tableau (2).

Les rapports $(^{7}Li/^{6}Li)_{nat.mes.}$ et $(^{11}B/^{10}B)_{nat.mes.}$ sont les rapports des nombres d'ions mesurés au spectromètre de masse i (^{7}Li)/i (^{6}Li) et i (^{11}B)/i (^{10}B).

TABLEAU 1

VARIATION DU RAPPORT ISOTOPIQUE D'UNE SOLUTION DE Li NATUREL ($R_i = (^7Li/^6Li)$)

MESURE AU SPECTROMETRE DE MASSE AVEC LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

(Mesures réparties sur deux années)

n° de l'expérience	Nombre de rapports mesurés n	$\overline{R} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{R_i}{n}$	$\overline{\sigma} = \sqrt{\frac{\Sigma (R_i - \overline{R})^2}{n(n-1)}}$
1	12	$\overline{R}_1 = 12,10$	$\overline{\sigma}_1 = 0,06$
2	12	$\overline{R}_2 = 11,89$	$\overline{\sigma}_2 = 0,06$
3	8	$\overline{R}_3 = 11,95$	$\overline{\sigma}_3 = 0,07$
4	12	$\overline{R}_4 = 11,71$	$\overline{\sigma}_4 = 0,06$
5	12	$\overline{R}_5 = 11,56$	$\overline{\sigma}_5 = 0,04$
6	12	$\overline{R}_6 = 11,93$	$\overline{\sigma}_6 = 0,05$
7	12	$\overline{R}_7 = 11,59$	$\overline{\sigma}_7 = 0,04$
8	14	$\overline{R}_8 = 11,85$	$\overline{\sigma}_8 = 0,04$
9	8	$\overline{R}_9 = 11,89$	$\overline{\sigma}_9 = 0,07$

$$\overline{R} = \sum_{j=1}^{9} \frac{\overline{R}_j}{9} = 11,83 \qquad \overline{S} = 0,06$$

L'erreur standard moyenne d'origine statistique :

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\sigma_i^2} \qquad \text{avec } \sigma_i^2 = R_i \left(\frac{1}{N_{iA}} + \frac{1}{N_{iB}} \right)$$

(où N_{iA} et N_{iB} sont les nombres d'impulsions correspondant aux isotopes A et B pour la ième mesure) est toujours plus faible, 1 à 2 °/₀₀.

Le rapport isotopique du Li naturel a été également mesuré à partir d'un échantillon de granit bombardé directement dans la source. Aucune différence significative avec les mesures ci-dessus n'est apparue, ce qui exclut la possibilité d'une discrimination au moment de l'évaporation de la solution au moins dans la limite des erreurs statistiques.

γ est défini pour 2 isotopes dont l'écart de masse est de l'unité. Nous supposons qu'il ne dépend que de la nature chimique et non pas de la masse de l'isotope. L'erreur qui peut ainsi s'introduire est négligeable dans les limites de précision de nos mesures.

Le facteur de discrimination du Be ne peut être déterminé à chaque expérience. Pour sa mesure, une solution a été préparée à partir des quantités connues de ^{7}Be (isotope radioactif) et de ^{9}Be (seul isotope naturel stable). L'étude de la variation en fonction du temps du rapport des masses 7/9 (masse 7 = ^{7}Be + ^{7}Li provenant de la décroissance du ^{7}Be ; masse 9 = ^{9}Be) permet de déterminer le carré du facteur de discrimination (puisque 2 unités de masses séparent les masses 7 et 9). La principale difficulté est la détermination de la concentration des solutions (obtenues par dilutions successives).

TABLEAU 2

Facteurs de discrimination du spectromètre de masse

	γ_{Li}	γ_{Be} *	γ_{B}
$\gamma = \left(\frac{A+1_X}{A_X} \right) \Big/ \left(\frac{A+1_X}{A_X} \right)_{mes}$	1,03 - 1,07	1,03 - 1,17	1,10 - 1,16

Mesures de quantités absolues d'isotopes

Pour déterminer des quantités absolues d'isotopes à partir de la mesure de rapports isotopiques nous appliquons la méthode de dilution isotopique. Elle utilise la variation du rapport des isotopes à doser après adjonction d'une quantité connue de l'un de ces isotopes, "le traceur".

---

* Nous remercions G. RAISBECK qui a effectué la délicate mesure du facteur de discrimination du spectromètre pour le beryllium.

I.B - METHODES UTILISEES POUR ELIMINER LA CONTAMINATION NATURELLE

Les problèmes de contamination par les éléments Li et B naturels, constituent l'obstacle essentiel à franchir pour la réalisation des mesures.

Soient N (^{7}Li) et N (^{6}Li) le nombre d'atomes formés par spallation dans 1 cm^3 d'eau irradiée,

soit $\left(^7\text{Li}/^6\text{Li}\right)_m$ le rapport isotopique mesuré au spectromètre de masse. Il s'exprime par :

$$\left(\frac{^7\text{Li}}{^6\text{Li}}\right)_m = \frac{i\ (^7\text{Li})}{i\ (^6\text{Li})} = \frac{1}{\gamma_{\text{Li}}}\ \frac{N\ (^7\text{Li}) + X\ (^7\text{Li})}{N\ (^6\text{Li}) + X\ (^6\text{Li})} \qquad (3)$$

où X (^{7}Li) et X (^{6}Li) sont les nombres d'atomes de l'élément naturel présent dans 1 cm^3 d'eau irradiée. Ils représentent la contamination attachée à toute mesure. Celle-ci peut avoir différentes origines dont nous avons étudié l'importance relative.

I.B.1. Contamination apportée par les manipulations

La mesure du nombre de noyaux A formés par spallation exige que X (A) << N (A).

Etant données les conditions d'irradiation dont nous disposions à Orsay, nous pouvions estimer la formation d'environ 10^{12} atomes par cm^3 de Li, Be ou B.

L'eau destinée à être irradiée devait donc contenir ces éléments à des teneurs inférieures (10^{12} atomes de ^{6}Li $\Longleftrightarrow 10^{-11}$ g). Le détail de la préparation de cette eau ayant été donné par ailleurs [20], nous en rappellerons seulement les principales étapes. Le "degré de pureté" atteint après chacune d'elles est indiqué dans le tableau 3.

1° - passage sur une colonne de résine échangeuse d'ions (3/8 de résine cationique amberlite IR 120 et 5/8 de résine anionique IRA 400).
2° - bidistillation dans un alambic métallique Sievert.
3° - bicristallisation incomplète dans des flacons de polyethylène (la fraction restée liquide, poluée en lithium et surtout en bore, est éliminée).

Après 2 distillations ou 2 cristallisations, toute distillation ou cristallisation supplémentaire n'abaisse plus les concentrations obtenues.
Les flacons qui reçoivent cette eau ont subi de très nombreux lavages (à l'eau désionnisée puis bicristallisée) par agitation mécanique pendant plusieurs heures avant d'être utilisés. Après la dernière cristallisation toutes les manipulations d'eau se font en boîte à gants sous atmosphère contrôlée : argon de haute pureté.

TABLEAU 3

Différentes étapes de purification de l'eau

	Concentration en g/cm^3 d'eau	
	Lithium	Bore
1 eau naturelle initiale	10^{-8}	$2\ 10^{-9}$
2 après passage sur résine	$2\ 10^{-11}$	$2\ 10^{-9}$
3 après bidistillation	10^{-12}	$5\ 10^{-10}$
4 après bicristallisation	$5\ 10^{-13}$ à 10^{-12}	5 à 10 10^{-11}

Les dosages d'eau bidistillée et d'eau bicristallisée dont les résultats sont donnés dans le tableau (3) ont été effectués sur des quantités d'eau de l'ordre d'une dizaine de grammes. C'est la quantité minimum nécessaire pour que la contamination introduite par les manipulations soit négligeable par rapport à la concentration résiduelle en Li et B de l'eau elle-même. En particulier, le rapport de la surface du récipient au volume d'eau doit toujours être aussi faible que possible pour minimiser la contamination apportée par les parois au moment de l'agitation nécessaire pour homogénéiser les solutions.

Par ailleurs, les solutions "traceurs" sont obtenues par dilutions successives. Pour les concentrations aussi faibles que celles nécessaires aux dosages, la dilution parfaite est très difficile à réaliser. Une certaine quantité d'élément non mesurable et non proportionnelle à la concentration peut s'absorber sur les parois des contenants. C'est en multipliant les expériences que l'on s'assure de la reproductibilité des résultats.

La contamination apportée par les cibles du spectromètre de masse sur lesquelles sont déposées les solutions à analyser est toujours négligeable : avant toute analyse, l'émission des isotopes de Li, Be, B à partir de la cible vierge, est contrôlée.

Ainsi que le montre le tableau 3 la concentration en bore de l'eau bicristallisée était du même ordre de grandeur que celle que l'on pouvait espérer obtenir à partir d'une irradiation de 20 à 40 h auprès du synchrocyclotron d'Orsay. Nous avons donc cherché une machine capable de fournir un faisceau d'α plus intense. Un autre problème est alors apparu.

I.B.2. Contamination introduite au cours de l'irradiation

L'intensité du faisceau extrait du cyclotron de Karlsruhe peut atteindre quelques μA (∿ 10 fois supérieure à celle du faisceau d'Orsay). L'énergie maximum des α est de 104 MeV. L'éloignement de ce cyclotron a posé le problème de la conservation du degré de pureté de l'eau. Pour ralentir les échanges avec les parois sources de pollution, l'eau a été transportée à l'état de glace.

Mais la cible la plus mince qui pouvait être irradiée représentait une perte d'énergie de 50 MeV, soit pour un faisceau de 2 μA une puissance dégagée de 100 watts, sur la trajectoire même du faisceau. A cause des irrégularités et inhomogénéités de celui-ci, les cibles de glace n'ont pas résisté à l'irradiation. On peut penser que l'état physique de la cible ne permettait pas des échanges thermiques suffisants. Une nouvelle cible a été alors conçue (fig. 4). L'eau y est irradiée sous forme liquide et n'en occupe qu'un faible volume. L'espace resté libre est refroidi pour condenser les vapeurs susceptibles de se former au cours de l'irradiation. Avant d'être utilisée pour une irradiation, elle subit plusieurs cycles de nettoyage dans une cuve à ultrasons, et le dernier nettoyage est effectué par de la vapeur d'eau purifiée léchant pendant plusieurs heures les parois. Elle est jugée propre quand de l'eau purifiée chauffée dans sa partie inférieure n'y est pas contaminée.

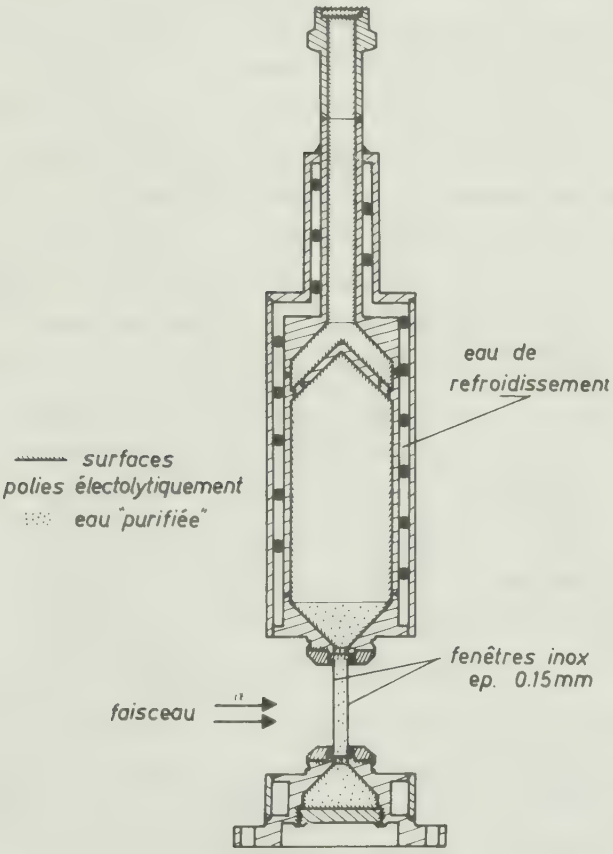


FIG. 4 - Réservoir pour l'irradiation d'eau

Après irradiation dans le faisceau d'α du cyclotron de Karlsruhe des quantités très importantes de bore ont été mesurées dans l'eau et 100 fois supérieures aux quantités de lithium mesurées en même temps. Le rapport isotopique $^{11}B/^{10}B$ était naturel. Elles ne pouvaient s'expliquer par des réactions induites par neutrons et la connaissance que l'on a des réactions de spallation ne permettait pas de prévoir une telle différence de rendement entre les 2 éléments Li et B. Nous avons alors soupçonné des phénomènes de radiolyse d'être la cause de la présence de ce bore. Nous avons pu

le vérifier de plusieurs façons :

(i) - après une irradiation d'eau par des protons de 25 MeV, énergie inférieure aux seuils de formation des isotopes du lithium et du bore, nous avons pu vérifier la présence de lithium et de bore naturels en quantité respectivement 10 et 100 fois plus importantes que les quantités présentes avant l'irradiation et dans la cible témoin.

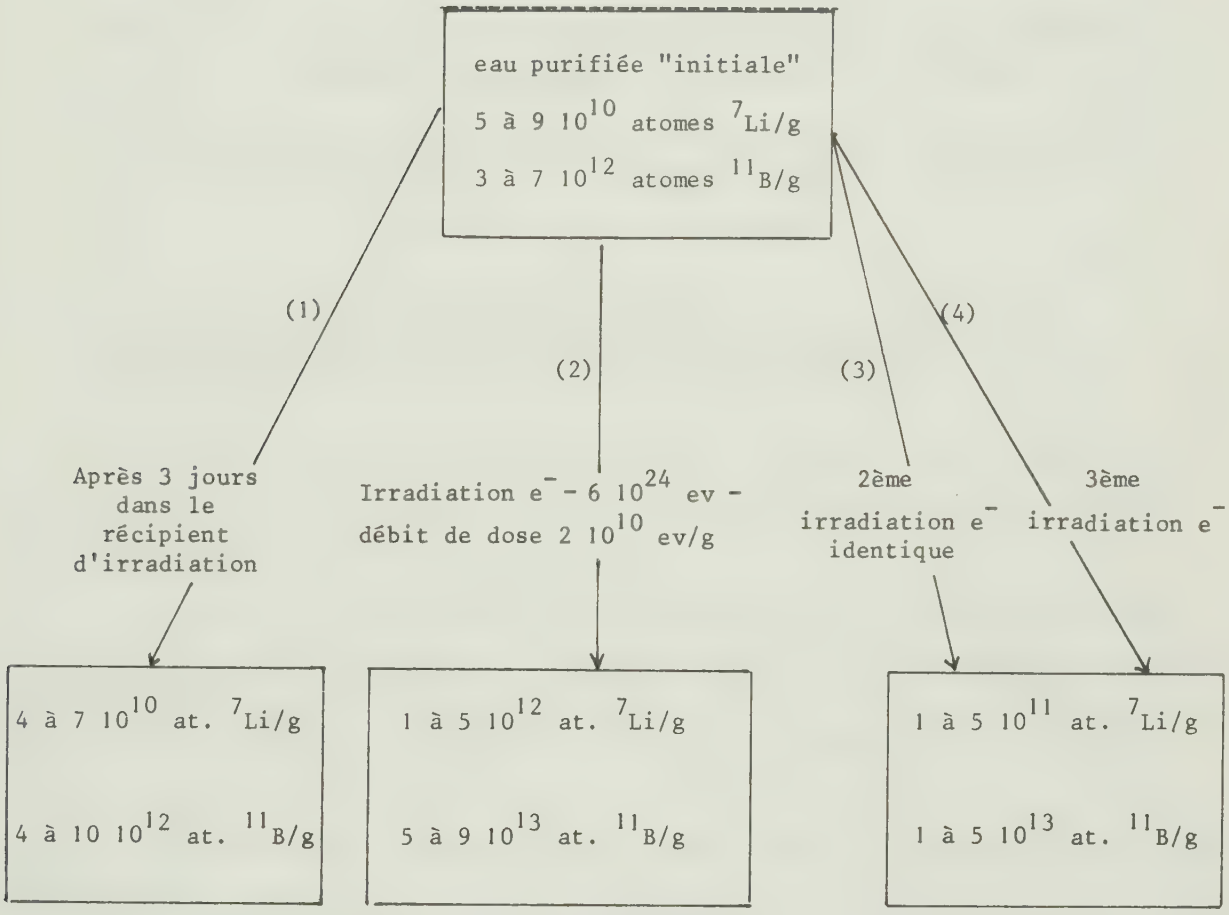
(ii) - nous avons irradié de l'eau (toujours dans le même type de récipient) avec un faisceau d'électrons de 1 MeV (50 μA) pendant un temps tel que l'énergie totale déposée par ces électrons dans l'eau soit du même ordre de grandeur que celle déposée par les α, c'est-à-dire de l'ordre de quelques 10^{24} eV. Les dosages en Li et B de cette eau avant et après irradiation ont montré que les concentrations de ces éléments avaient augmenté d'un facteur 10 après le passage des électrons. Nous pensons donc que l'interaction des particules α avec les molécules d'eau comme celle des e^-, libère des radicaux très actifs qui peuvent en particulier réagir sur les impuretés des récipients que les réactifs ordinaires ne peuvent éliminer. La radiolyse de l'eau par les e^-, γ, X est étudiée depuis de nombreuses années. Il n'en est pas de même pour celle provoquée par les α ou les protons [21]. Les rares études faites l'ont été pour des énergies et des doses bien inférieures à celles mises en jeu par nos expériences. On connaît l'importance du pouvoir d'arrêt des particules (ou transfert d'énergie linéaire TEL) dans ce phénomène de radiolyse, de même que le rôle de la charge et de la masse des particules : en général le rendement radicalaire diminue lorsque le TEL augmente pour un type de rayonnement donné parce qu'il y a recombinaison des radicaux formés. Ce rendement radicalaire est plus élevé pour des α que pour des protons de même TEL.

Nous avons alors essayé d'améliorer la "propreté" du récipient d'irradiation en utilisant les effets secondaires de la radiolyse, à savoir, la grande réactivité des radicaux formés. Dans ce but, une série d'expériences a été effectuée. Elles sont schématisées dans le tableau (4). Elles montraient qu'il était possible de "nettoyer" un récipient par une "pré-irradiation". - Ainsi tout récipient destiné à être irradié par un faisceau de particules α serait pré-irradié par un faisceau d'e^-. Il n'était pas possible d'envisager une pré-irradiation avec les α. Elle aurait activé le récipient, le rendant inutilisable pour plusieurs mois.

En conclusion, la contamination en Li et B introduite au cours des expériences n'était pas négligeable par rapport à la quantité de ces éléments qui pouvait se former par spallation.

TABLEAU 4

Variation des concentrations en Li et B d'eau "purifiée" irradiée successivement dans le même récipient par un faisceau d'électrons de 1 MeV - (1) → (4) ordre des différentes expériences -



I.B.3. Evaluation de la contamination introduite au cours d'une expérience

Nous ne pouvons déterminer exactement les quantités de lithium et bore de contamination introduites au cours d'une expérience mais seulement en évaluer les limites.

Pour toute expérience nous disposons de 2 récipients semblables à celui de la figure 4 (un récipient pour l'irradiation et son témoin). Le témoin ne peut indiquer que la contamination introduite par les manipulations à l'exclusion de celle introduite par les phénomènes de radiolyse. Nous considérons qu'elle représente la limite inférieure de la contamination totale. La limite supérieure est obtenue en tenant compte d'un effet possible de la radiolyse de l'eau par les particules α. La contamination que celle-ci peut introduire est évaluée une fois pour toutes à partir des résultats obtenus après les irradiations aux électrons.

En moyenne nous avons ainsi obtenu pour limites de contamination :

de $5\ 10^{10}$ à $5\ 10^{11}$ at. $^{7}Li/cm^{3}$

de $3\ 10^{12}$ à $5\ 10^{13}$ at. $^{11}B/cm^{3}$.

CHAPITRE II

MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.A - SECTIONS EFFICACES DE FORMATION DES ISOTOPES ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be, ^{9}Be, ^{10}Be PAR INTERACTION DE PARTICULES α DE 160 MeV AVEC L'OXYGENE.

Les résultats que nous présentons sont la moyenne des mesures effectuées au cours de 2 expériences réalisées après la mise au point de la méthode. L'erreur indiquée est la moyenne quadratique des erreurs.

Le récipient d'irradiation (fig. 4) est rempli d'eau fraîchement purifiée (10 à 12 cm^3) immédiatement avant l'irradiation. Trois feuilles d'aluminium de 2/100 mm d'épaisseur sont fixées sur chacune des 2 fenêtres d'inox. La feuille médiane sera utilisée pour la détermination du nombre de particules α ayant bombardé la cible.

Dans le choix de l'épaisseur de la cible (4 mm), nous avons fait un compromis entre :

- une cible mince exigée pour une bonne définition en énergie des sections efficaces ;
- une cible épaisse préférable pour une bonne statistique des mesures au spectromètre de masse.

Les sections efficaces ont été ainsi déterminées pour des particules α d'énergie comprise entre 130 et 160 MeV. Quelques heures après l'irradiation, l'eau

est partagée en 2 aliquotes. Deux gouttes sont prélevées sur l'une d'elles et diluées séparément dans 1 cm^3 d'eau, pour la mesure de l'activité en ^{7}Be.

La 1ère aliquote après concentration sous vide jusqu'à un volume de l'ordre de 0,05 cm^3 est déposée à l'aide d'une micropipette sur la pastille d'or du porte-échantillon du spectromètre de masse. Elle permet la mesure des rapports isotopiques.

La deuxième fraction est traitée de la même façon après adjonction d'une solution "traceur" de ^{10}B et ^{6}Li ; elle permet le dosage de la quantité de chacun des isotopes formés ^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B, ^{11}B.

Nous décrirons dans ce qui suit les détails de ces opérations.

II.A.1. Détermination des rapports isotopiques

Un exemple des spectres de masses obtenus est donné par la figure (5). A chaque masse correspondent les isotopes suivants :

masse 6 → ^{6}Li

masse 7 → $^{7}Li + {}^{7}Be$ (^{6}Li H négligeable)

" 8 → $^{7}Be\,H + {}^{7}Li\,H$

" 9 → ^{9}Be

" 10 → $^{9}Be\,H + {}^{10}Be + {}^{10}B$

" 11 → $^{10}Be\,H + {}^{11}B$

Lorsque nous analysons au spectromètre de masse du lithium ou du beryllium, nous observons en effet la présence d'hydrures [22] dans des proportions suivantes :

$$\frac{^{7}Li\,H}{^{7}Li} \simeq 10^{-3} \qquad \frac{^{9}Be\,H}{^{9}Be} \simeq 10^{-1}$$

Ainsi que nous l'avons vu précédemment, (eq. 3) pour chaque isotope de lithium et de bore, il y a 2 contributions à la quantité observée au spectromètre de masse :

- celle de la spallation N
- celle de la contamination X

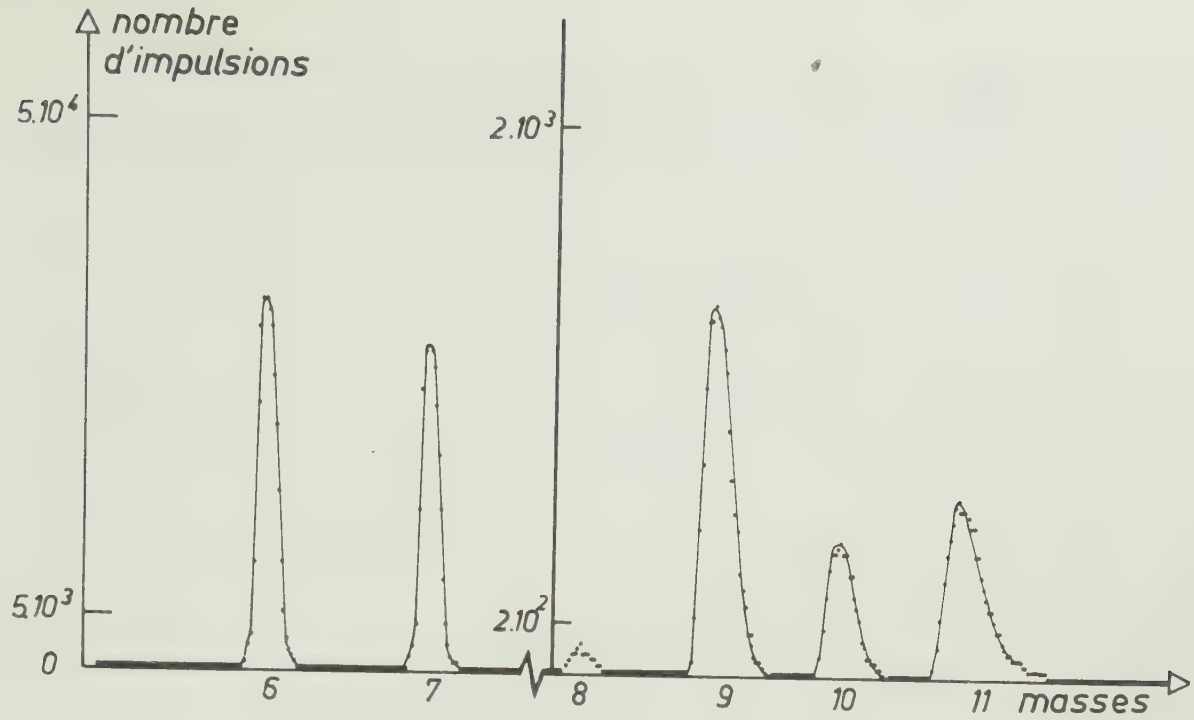


FIG. 5 - Spectre des masses de l'eau irradiée

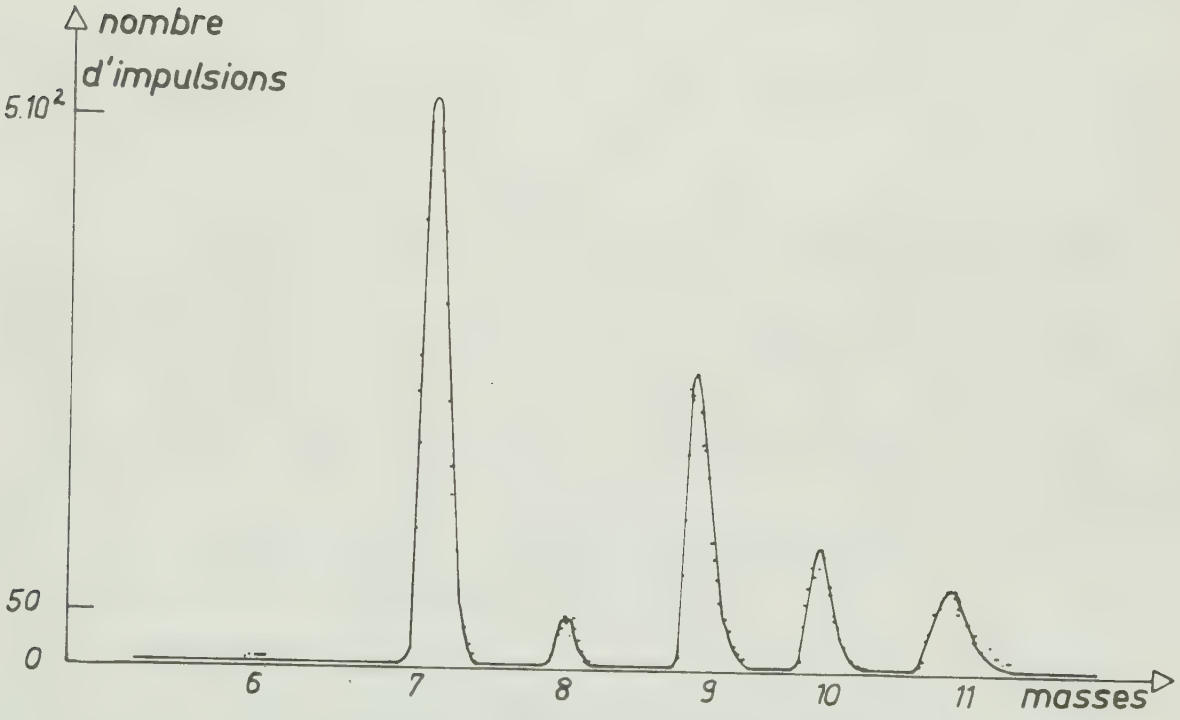


FIG. 6 - Spectre des masses après élimination du lithium

- Détermination du rapport isotopique $\left(^7Li/^6Li\right)_m$.

Nous ne mesurons pas directement le rapport isotopique de spallation mais le rapport :

$$\frac{i\ (7)}{i\ (6)} = \frac{N\ (^7Li) + X\ (^7Li) + N\ (^7Be)\ \left[e^{-\lambda t}\right] + N\ (^7Be)\ \left[1 - e^{-\lambda t}\right]}{N\ (^6Li) + X\ (^6Li)}$$

La quantité $N\ (^7Be)\ \left[e^{-\lambda t}\right]$ représente la contribution du beryllium à la masse 7 au moment de la mesure. Elle est négligeable devant celle du ^7Li (rapport d'émission $\sim$ 50).

$N\ (^7Be)\ \left[1 - e^{-\lambda t}\right]$ représente la quantité de ^7Li, produit de la désintégration du ^7Be, au moment de la mesure. Elle est négligeable lorsque celle-ci a lieu quelques heures après l'irradiation (période du ^7Be : 53,6 j).

Le rapport des nombres d'ions mesurés aux masses 6 et 7 est donc sensiblement égal au rapport isotopique du lithium donné par le spectromètre de masse :

$$\frac{i\ (7)}{i\ (6)} = \left(\frac{^7Li}{^6Li}\right)_m = \frac{1}{\gamma_{Li}}\ \frac{N\ (^7Li) + X\ (^7Li)}{N\ (^6Li) + X\ (^6Li)} \qquad (3)$$

(notations définies précedemment).

Cette simplification est justifiée par la constance du rapport i (7)/i (6) sur toute la surface de la cible, preuve qu'il s'agit bien d'un seul élément.

- Détermination des rapports isotopiques $\left(^{11}B/^{10}B\right)_m$ - $\left(^9Be/^{10}Be\right)_m$.

On détermine les rapports isotopiques du bore et du beryllium en utilisant la variation des rapports d'émission de ces 2 éléments à la surface de l'échantillon. Soient i (9), i (10), i (11), les nombres d'ions correspondants aux masses 9, 10, 11 ; les rapports de ces nombres d'ions que l'on mesure au spectromètre de masse peuvent s'exprimer simplement en fonction des rapports isotopiques [6] :

$$\frac{i\ (10)}{i\ (9)} = \left(\frac{^{10}Be}{^9Be}\right)_m + \left(\frac{^9BeH}{^9Be}\right)_m + \left(\frac{^{10}B}{^{11}B}\right)_m \cdot \frac{i\ (11)}{i\ (9)}$$

$$\frac{i\ (10)}{i\ (11)} = \left(\frac{^{10}B}{^{11}B}\right)_m + \left(\frac{^9BeH}{^9Be}\right)_m + \left(\frac{^{10}Be}{^9Be}\right)_m \frac{i\ (9)}{i\ (11)}$$

La droite (a) de la figure 7 représente la variation du rapport $\frac{i\ (10)}{i\ (9)}$ en fonction du rapport $\frac{i\ (11)}{i\ (9)}$; la droite (a) de la figure (8), celle du rapport de $\frac{i\ (10)}{i\ (11)}$ en fonction de $\frac{i\ (9)}{i\ (11)}$.

Le rapport $\left(\frac{^{10}B}{^{11}B}\right)_m$ est donné par la pente de la droite 7 a.

L'ordonnée à l'origine de cette droite permet aussi en principe la détermination du rapport $\left(\frac{^{10}Be}{^{9}Be}\right)_m$.

Il est obtenu avec une meilleure précision à partir de la pente de la droite (8 a) compte-tenu que :

$$\left(\frac{^{9}Be\,H}{^{9}Be}\right)_m = 0{,}09 \pm 0{,}01$$

En fait la contamination en beryllium est toujours négligeable et le rapport $\left(\frac{^{10}Be}{^{9}Be}\right)_m$ est le rapport de spallation au facteur de discrimination près :

$$\left(\frac{^{10}Be}{^{9}Be}\right)_m = \frac{1}{\gamma Be}\ \frac{N(^{10}Be)}{N(^{9}Be)}$$

Pour le bore, la contamination n'est pas négligeable et :

$$\left(\frac{^{10}B}{^{11}B}\right)_m = \gamma B\ \frac{N\ (^{10}B) + X\ (^{10}B)}{N\ (^{11}B) + X\ (^{11}B)}$$

- Détermination du rapport isotopique $\left(^{7}Be/^{9}Be\right)_m$.

Comme nous l'avons dit, l'émission du lithium au spectromètre de masse est environ 500 fois supérieure à celle du beryllium. Elle ne permet donc pas de déterminer le rapport $\left(\frac{^{7}Be}{^{9}Be}\right)_m$ suivant une méthode analogue à celle décrite précédemment. Il est nécessaire d'éliminer le ^{7}Li présent dans l'échantillon.

Un procédé utilisant la différence de solubilité du lithium et du beryllium consistait à le reprendre avec une goutte d'eau purifiée [6]. Mais cette goutte est une source de pollution aléatoire qui peut entraîner une erreur supérieure à 10 % sur la mesure du ^{7}Be ; et nous avons préféré un procédé par voie sèche où les risques de pollution sont beaucoup plus faibles.

La pastille d'or avec le dépôt des produits de spallation est d'abord chauffée dans un four à l'air à 800° pendant 1 h. ; le beryllium se fixe sur la pastille et une partie du bore est éliminé. Le lithium est extrait par évaporation sous vide. Les conditions de chauffage sont fixées de manière à perdre le moins de beryllium possible, la quantité à mesurer étant déjà très faible : 30 mn à une température entre 800° et 900° (pression entre 10^{-6} et 10^{-5} torr). Le nombre d'ions mesuré

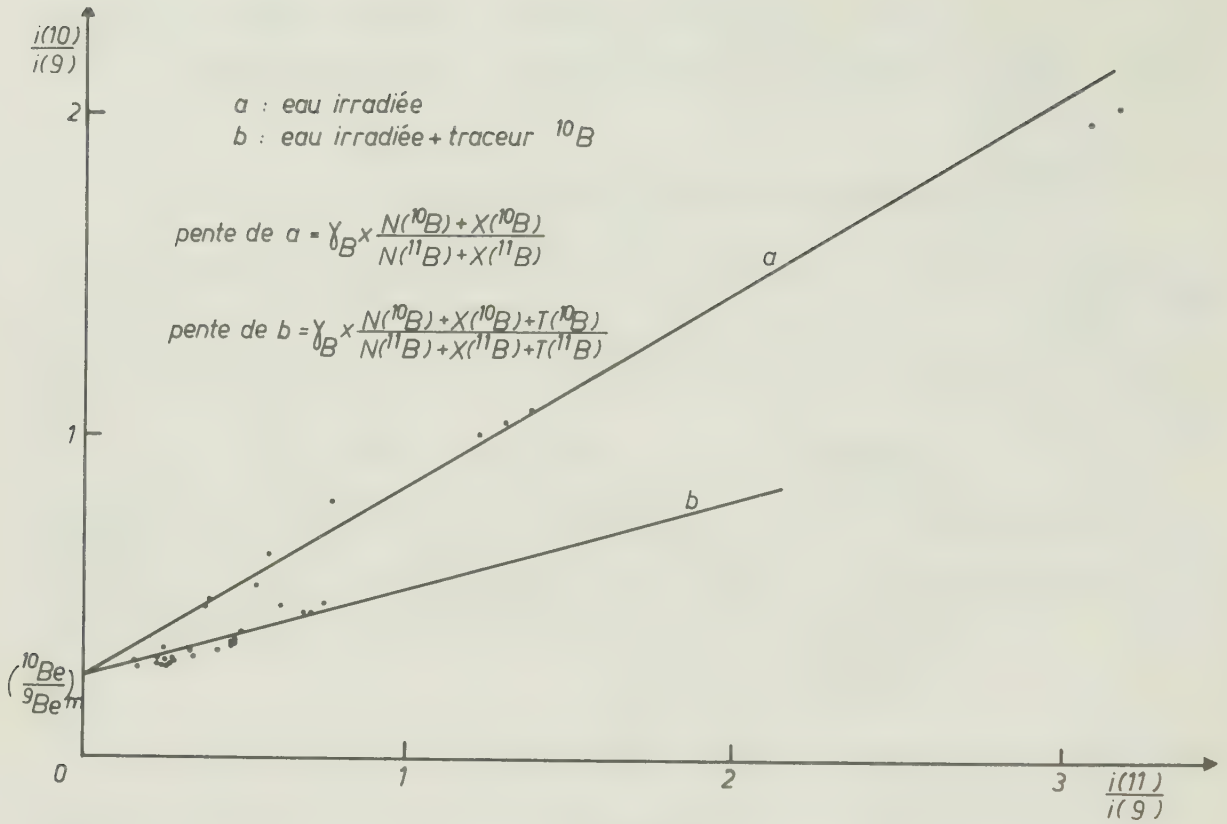


FIG. 7 - Détermination du rapport $^{10}B/^{11}B$ donné par le spectromètre de masse

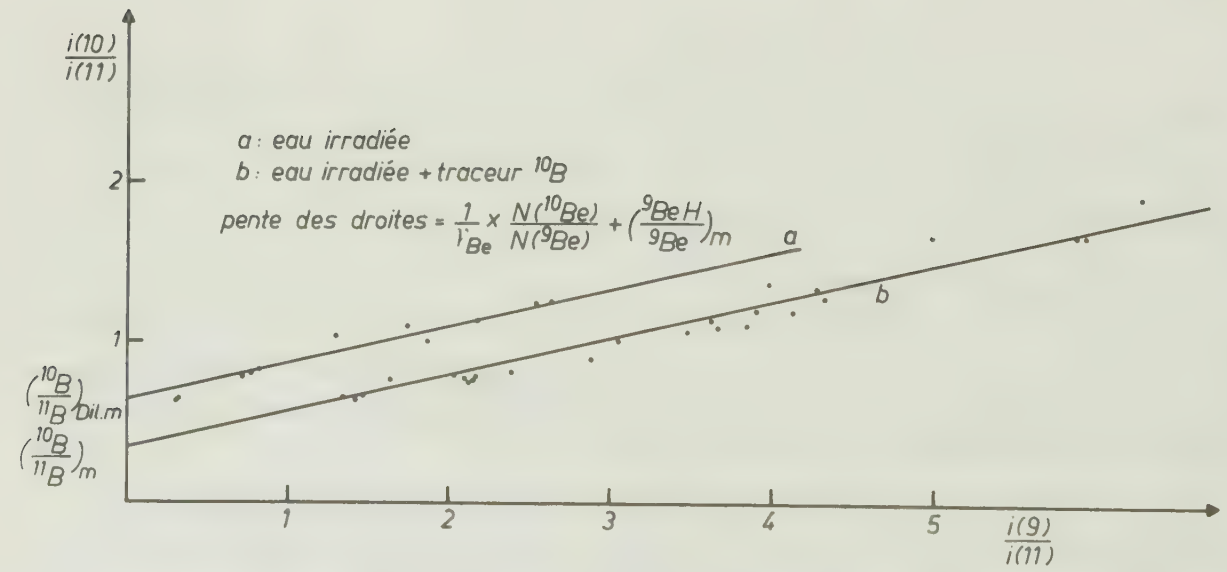


FIG. 8 - Détermination du rapport $^{10}Be/^{9}Be$ donné par le spectromètre de masse

à la masse 6 (figure 6) montre que le lithium n'est pas complètement éliminé et que la contribution de cet élément à la masse 7 est au maximum et en certains points seulement de quelques %. Le temps doit être soigneusement décompté à partir de la fin de l'évaporation du lithium (t_o) à cause de la désintégration du ^7Be en ^7Li et de la différence de rendement à l'émission de ces 2 éléments ; le rapport $\frac{i\ (7)}{i\ (9)}$ mesuré augmente rapidement avec le temps. Sa valeur à t_o donne le rapport $(^7Be/^9Be)_m$ au moment de la séparation Li-Be. Le rapport de spallation (fin de l'irradiation) s'en déduit.

Ce double procédé de chauffage, en présence d'air suivi d'un chauffage sous vide est également utilisé pour la purification des cibles d'or du spectromètre de masse.

II.A.2. Détermination des quantités des isotopes formés par irradiation

- Quantité de ^6Li, ^7Li, ^{10}B, ^{11}B formés par spallation

A la deuxième fraction d'eau irradiée sont ajoutés les traceurs de lithium et bore, soit par gramme :

$T\ (^6Li)$ atomes de ^6Li $\qquad$ $T(^7Li) << T\ (^6Li)$

$T\ (^{10}B)$ atomes de ^{10}B $\qquad$ $T(^{11}B) << T\ (^{10}B)$

Le rapport $\left(\frac{^7Li}{^6Li}\right)_{m.Dil}$ mesuré pour cette fraction soigneusement homogénéisée, représente :

$$\left(\frac{^7Li}{^6Li}\right)_{m.Dil} = \frac{1}{\gamma_{Li}} \times \frac{T\ (^7Li) + N\ (^7Li) + X\ (^7Li)}{T\ (^6Li) + N\ (^6Li) + X\ (^6Li)} \qquad (4)$$

Le rapport $\left(\frac{^{11}B}{^{10}B}\right)_{m.Dil}$ représente le rapport des quantités :

$$\left(\frac{^{11}B}{^{10}B}\right)_{m.Dil} = \frac{1}{\gamma_B} \times \frac{T\ (^{11}B) + N\ (^{11}B) + X\ (^{11}B)}{T\ (^{10}B) + N\ (^{10}B) + X\ (^{10}B)}$$

Il est déterminé de façon analogue au rapport $\left(\frac{^{11}B}{^{10}B}\right)_m$ pour la construction de la droite 7b.

On admet que la contamination X est identique dans les 2 aliquotes.

Les quantités $N\ (^7Li) + X\ (^7Li)$ et $N\ (^6Li) + X\ (^6Li)$ sont déterminées à partir des rapports $(^7Li/^6Li)_m$, $(^7Li/^6Li)_{m.Dil}$ et des relations 3 et 4; X représentant la contamination en Li naturel $X\ (^7Li) = 12{,}4\ X\ (^6Li)$; la figure (9) illustre la variation des quantités $N\ (^7Li)$ et $N\ (^6Li)$ en fonction de cette contamination.

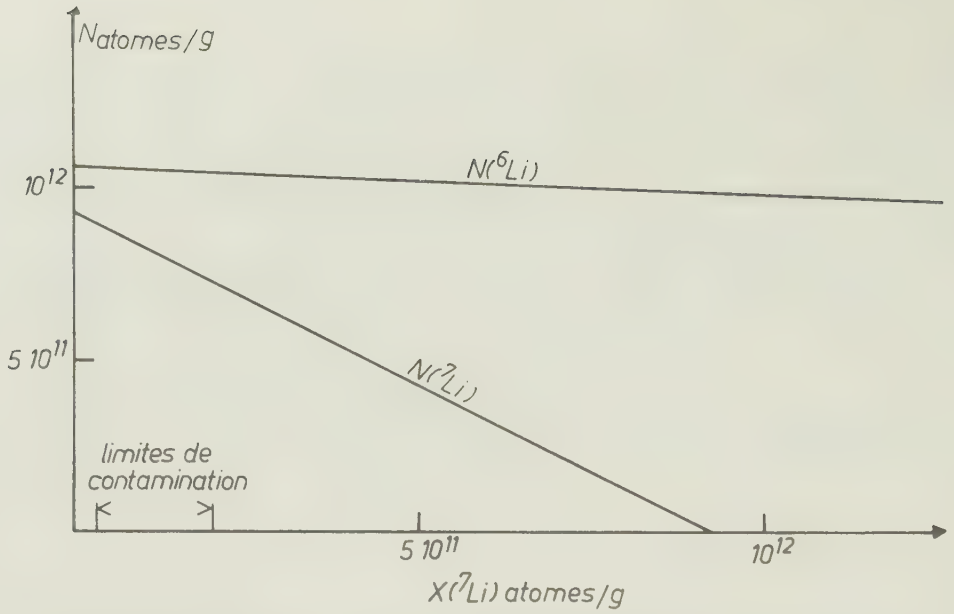


FIG. 9 - Variation du nombre d'atomes de lithium formés par spallation (N) que l'on peut déduire d'une expérience en fonction de la contamination.

Nous avons vu en outre précédemment que seules les limites pouvaient en être évaluées. Elles déterminent la précision avec laquelle peuvent être mesurées les quantités d'isotopes N(^{6}Li) et N (^{7}Li) formées par spallation. On peut remarquer sur la figure 9 que la mesure de N (^{6}Li) est peu affectée par la contamination, ceci à cause de la valeur du rapport isotopique du lithium naturel.
Les quantités d'isotopes N (^{11}B), N (^{10}B) formées par spallation sont déterminées de façon semblable.

- Détermination de la quantité de ^{7}Be formée par spallation.

Le nombre d'atomes de ^{7}Be formés par cm^3 d'eau irradiée N (^{7}Be) est déterminé par spectrométrie γ à l'aide d'un cristal puits Na I (Tl). Cette mesure est effectuée quelques jours après l'irradiation afin que les émetteurs β^+ aient décru. Le rendement de l'installation de comptage a été déterminé à partir d'une solution de ^{7}Be étalonnée par le service de métrologie du C.E.A.

II.A.3. Détermination des sections efficaces

Les sections efficaces de formation des isotopes de Li, Be, B ont été déterminées à partir de celle du ^{7}Be. Nous avons mesuré celle-ci par 2 méthodes différentes :

- Mesure de la section efficace de formation de ^{7}Be

Nous avons déterminé la section efficace de formation du ^{7}Be à partir des mesures d'activité effectuées sur les gouttes prélevées dans l'eau irradiée

$$\sigma_{^{16}O}(^{7}Be) = \frac{M \; n(^{7}Be)}{m \; n(^{16}O) \; n(\alpha)}$$

M masse totale d'eau irradiée en grammes

n (^{7}Be) nombre d'atomes de ^{7}Be mesurés dans m grammes d'eau irradiée

n (^{16}O) nombre de noyaux cibles d'oxygène par cm^2

n (α) nombre total de particules α ayant bombardé la cible

n (α) est déterminé à partir de la mesure de l'activité du ^{22}Na dans les feuilles d'aluminium. La section efficace de formation de cet isotope dans la réaction $^{27}Al + \alpha$ est connue [23].

$$\sigma_{^{27}Al}(^{22}Na) = 43,7 \pm 6,5 \text{ mb}$$

ce qui donne pour la section efficace de formation (entre 130 et 160 MeV) du ^{7}Be dans l'oxygène la valeur :

$$\boxed{\sigma_{^{16}O}(^{7}Be) = 17,8 \pm 2,8 \text{ mb}}$$

L'erreur se décompose comme suit :

5 % sur le rendement de l'installation de comptage
15 % sur la masse m
5 % " " M
5 % sur la mesure d'activité
19 % sur la mesure de n (α) (dont 15 % dû à l'incertitude avec laquelle est connue la section efficace de la réaction moniteur).

Nous avons d'autre part déterminé cette section efficace à partir des mesures dans un oxyde. Un empilement de plaquettes de Si et SiO2 a été irradié par le faisceau de particules α de 165 MeV. L'activité en ^{7}Be de ces plaquettes a été mesurée avec un détecteur Ge(Li) associé à une chaîne de comptage*. La même réaction moniteur que précédemment a été utilisée.

---

* Nous remercions vivement P. PARIS qui a mis à notre disposition cet appareillage.

On peut exprimer la section efficace de formation du ^{7}Be :

$$\sigma_{^{16}O}(^{7}Be) = \sigma_{^{27}Al}(^{22}Na) \frac{n(^{7}Be)}{n(^{22}Na)} \frac{n(^{27}Al)}{n(^{16}O)}$$

$$\sigma_{^{27}Al}(^{22}Na) = 45 \pm 7 \text{ mb}$$

$n(^{27}Al)$ nombre de noyaux cibles d'aluminium dans le "moniteur" par cm^2
$n(^{27}Al) = (5,9 \pm 0,1)\ 10^{19}$

$n(^{16}O)$ nombre de noyaux cibles d'oxygène dans Si O_2 par cm^2
$n(^{16}O) = (2,05 \pm 0,02)\ 10^{21}$

$n(^{7}Be)$ nombre d'atomes de ^{7}Be formés dans l'oxygène
$n(^{7}Be) = (1,66 \pm 0,17)\ 10^{11}$

$n(^{22}Na)$ nombre d'atomes de ^{22}Na mesurés dans le "moniteur"
$n(^{22}Na) = (1,27 \pm 0,13)\ 10^{11}$

et $\boxed{\sigma_{^{16}O}(^{7}Be) = 16,9 \pm 3,6 \text{ mb}}$

Les 2 résultats sont donc en parfait accord. Nous pouvions en particulier en déduire qu'aucune quantité appréciable de produits de spallation ne restait fixée sur les parois du récipient d'irradiation.

- Section efficace de formation des isotopes ^{9}Be, ^{10}Be

Les sections efficaces de formation des isotopes ^{9}Be et ^{10}Be sont obtenues à partir de celle du ^{7}Be et des mesures de rapports isotopiques au spectromètre de masse :

$$\frac{\sigma_{^{16}O}(^{7}Be)}{\sigma_{^{16}O}(^{9}Be)} = \frac{N(^{7}Be)}{N(^{9}Be)} = \frac{1}{\gamma^{2}_{Be}} \left(\frac{^{7}Be}{^{9}Be}\right)_m = 1,5 \pm 0,2$$

La valeur de la section efficace de formation du ^{9}Be dans l'oxygène que nous déduisons est :

$$\boxed{\sigma_{^{16}O}(^{9}Be) = 11,9 \pm 2,6 \text{ mb}}$$

$$\frac{\sigma_{^{16}O}(^{10}Be)}{\sigma_{^{16}O}(^{9}Be)} = \frac{N(^{10}Be)}{N(^{9}Be)} = \gamma_{Be} \left(\frac{^{10}Be}{^{9}Be}\right)_m = 0,165 \pm 0,025$$

L'erreur sur ce rapport se décompose comme suit :

8,3 % sur la détermination de la pente de la droite (8 a) ou (8 b)
11 % sur le rapport Be H /Be
7 % sur la valeur de γ_{Be}

Nous mesurons la section efficace de formation du ^{10}Be dans l'oxygène égale à :

$$\sigma_{16_O}(^{10}Be) = 2,0 \pm 0,5 \text{ mb}$$

- Sections efficaces de formation des isotopes ^{6}Li, ^{7}Li

Les sections efficaces de formation de ^{6}Li et ^{7}Li sont obtenues à partir de celle du ^{7}Be et des quantités N (^{6}Li), N (^{7}Li) mesurées par dilution isotopique, N (^{7}Be) mesuré par comptage,

$$\sigma_{16_O}(^{6}Li) = \sigma_{16_O}(^{7}Be) \times \frac{N\,(^{6}Li)}{N\,(^{7}Be)}$$

d'où les valeurs suivantes :

$$\sigma_{16_O}(^{6}Li) = 19,0 \pm 3,6 \text{ mb}$$

$$\sigma_{16_O}(^{7}Li) = 15,2 \pm 3,5 \text{ mb}$$

- Sections efficaces de formation des isotopes ^{10}B, ^{11}B

Au cours des 2 expériences que nous avons effectuées, les quantités de ^{11}B et ^{10}B formées n'ont pas été suffisantes, par rapport à celles introduites par la contamination, pour permmetre la détermination des sections efficaces. Celle-ci nécessite une irradiation longue car le flux de particules α que peut recevoir la cible d'eau est limité. Nous avons observé que le volume des gaz de radiolyse augmentait beaucoup lorsque l'intensité du faisceau atteignait l'ordre du μA. Ils sont donc susceptibles de créer une surpression dangereuse dans la cible qui est nécessairement fermée pour éviter des échanges avec les éléments naturels.

La mesure des isotopes du bore est par ailleurs reliée à celle du rapport $^{9}Be/^{10}Be$. Avec un nombre de particules α supérieur à celui dont nous disposons, ce rapport serait déterminé avec plus de précision.

TABLEAU 5

COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS DANS LE CARBONE ET L'OXYGENE IRRADIES PAR DES PROTONS ET DES PARTICULES α DE 150 MeV

	$\sigma(^{6}Li)$ mb	$\sigma(^{7}Li)$ mb	$\sigma(^{7}Be)$ mb	$\sigma(^{9}Be)$ mb	$\sigma(^{10}Be)$ mb	$^{7}Li/^{6}Li$	$^{7}Be/^{9}Be$	$^{9}Be/^{10}Be$
^{12}C + P (150 MeV)	11,6 ± 1,6 (24)	9,2 ± 1,6 (24)	12,1 ± 1,2 (25)	3,2 ± 0,4 526)	1,1 ± 0,1 (26)	0,79 ± 0,08	3,7 ± 0,4	2,9 ± 0,3
^{12}C + α(140 MeV) (26)	57 ± 11	60 ± 12	30 ± 3	21 ± 4	6,6 ± 1	1,05 ± 0,05	1,40 ± 0,15	3,2 ± 0,3
σ_α / σ_p	∿ 5	∿ 6,5	∿ 2,5	∿ 7	∿ 6			
^{16}O + p (27) (115 → 155 MeV)	10 ± 1,8	8,5 ± 1,7	5,4 ± 1	1,7 ± 0,4	0,37 ± 0,12	0,85 ± 0,09	3,1 ± 0,4	4,8 ± 1,1
^{16}O + α (130 → 160 MeV)	19 ± 3,6	15,2 ± 3,5	17,8 ± 2,8	11,9 ± 2,3	2,0 ± 0,5	0,8 ± 0,1	1,5 ± 0,3	6,1 ± 0,9
σ_α / σ_p	∿ 2	∿ 2	∿ 3	∿ 7	∿ 5			

Ces sections efficaces, à l'exception de la référence (25) ont été mesurées au laboratoire de spectrométrie de masse. Les valeurs de $\sigma(^{7}Be)$ représentent des mesures absolues. Les autres sections efficaces sont déterminées à partir de celles-ci.

II.A.4. Comparaison avec les sections efficaces des réactions induites par des protons de même énergie.

Les sections efficaces de formation des isotopes de Li et Be dans l'oxygène et le carbone bombardés par des protons et des α de 150 MeV sont maintenant connues.

L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 5. On peut remarquer que :

- les sections efficaces de formation des isotopes par les particules α ont toujours des valeurs plus élevées que celles induites par les protons.

- si pour les isotopes du beryllium les rapports σ_α/σ_p sont sensiblement les mêmes dans l'oxygène et le carbone, pour les isotopes du lithium, ce rapport est beaucoup plus important dans le carbone que dans l'oxygène. Aucune justification ne peut encore être donnée à cette différence.

- les isotopes du lithium sont toujours formés sensiblement dans le même rapport $\simeq 1$. C'est un résultat qui a une grande importance pour les applications astrophysiques comme nous le verrons plus loin.

II.B - REACTIONS INDUITES PAR DES PROTONS DE BASSE ENERGIE

Nous nous sommes intéressés également à la mesure des sections efficaces de formation des isotopes de Li, Be, B par des protons de basse énergie ($\simeq$ 50 MeV). Les techniques précédemment décrites pouvaient être appliquées pour ces mesures. Nous avons ainsi mesuré le rapport de spallation des isotopes du lithium à 50 MeV, $^7Li/^6Li = 1,2 \pm 0,2$.

Simultanément C.N. Davids et ses collaborateurs du Michigan State University mettaient au point une expérience utilisant la méthode d'identification des particules par temps de vol. Cette méthode apporte des renseignements incomplets (mesure des masses et non des isotopes) mais néanmoins suffisants pour les applications astrophysiques [41]. Compte-tenu de cette situation il nous a paru plus avantageux de nous intéresser à un autre aspect du problème : les mesures de certains isotopes particuliers au voisinage de leur seuil de formation.

Les mesures d'abondances d'isotopes ayant un seuil de formation très bas peuvent apporter des renseignements intéressants sur la distribution en énergie des protons qui sont à l'origine de leur formation si leur section efficace au voisinage de ces seuils sont connues. Formés alors que très peu de voies de réaction sont encore ouvertes ils ont des sections efficaces relativement importantes. C'est le cas en particulier des isotopes ^{11}C et ^7Be dont les seuils de formation dans l'azote se situent respectivement au voisinage de 3 MeV et 11 MeV.

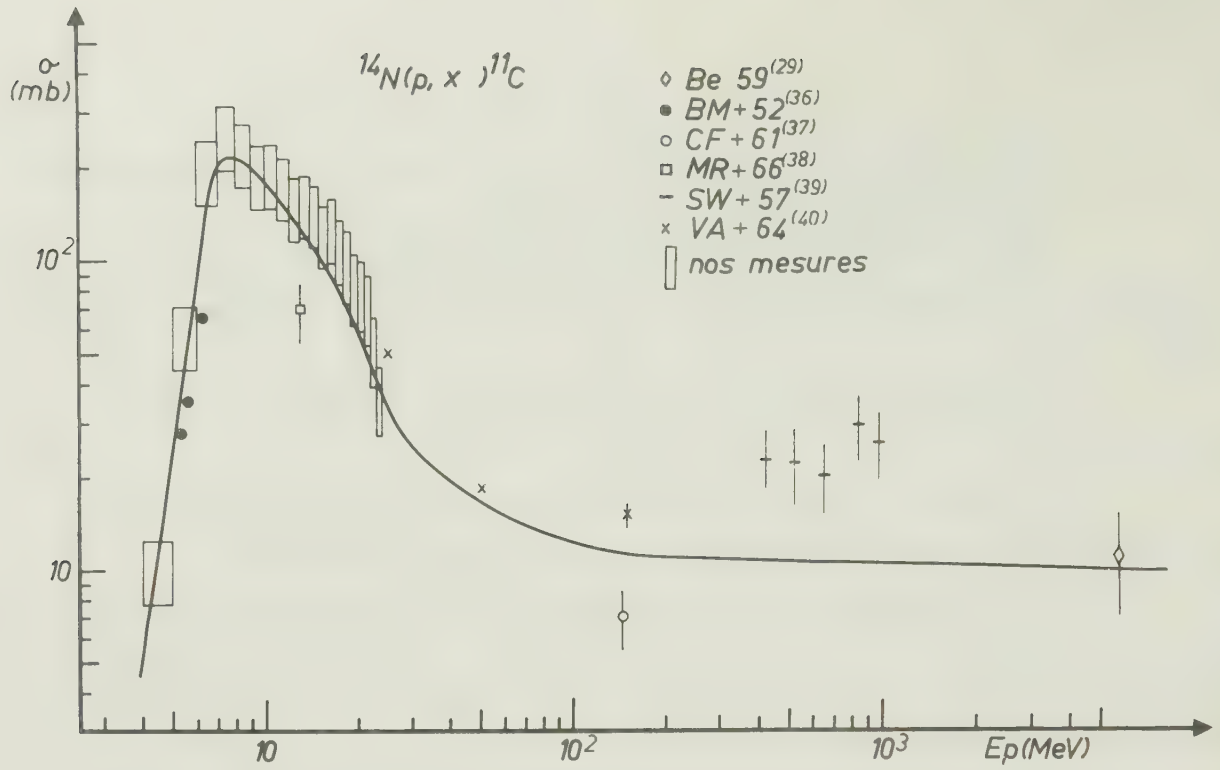


FIG. 10 - Fonction d'excitation de la réaction $^{14}N(p,X)^{11}C$

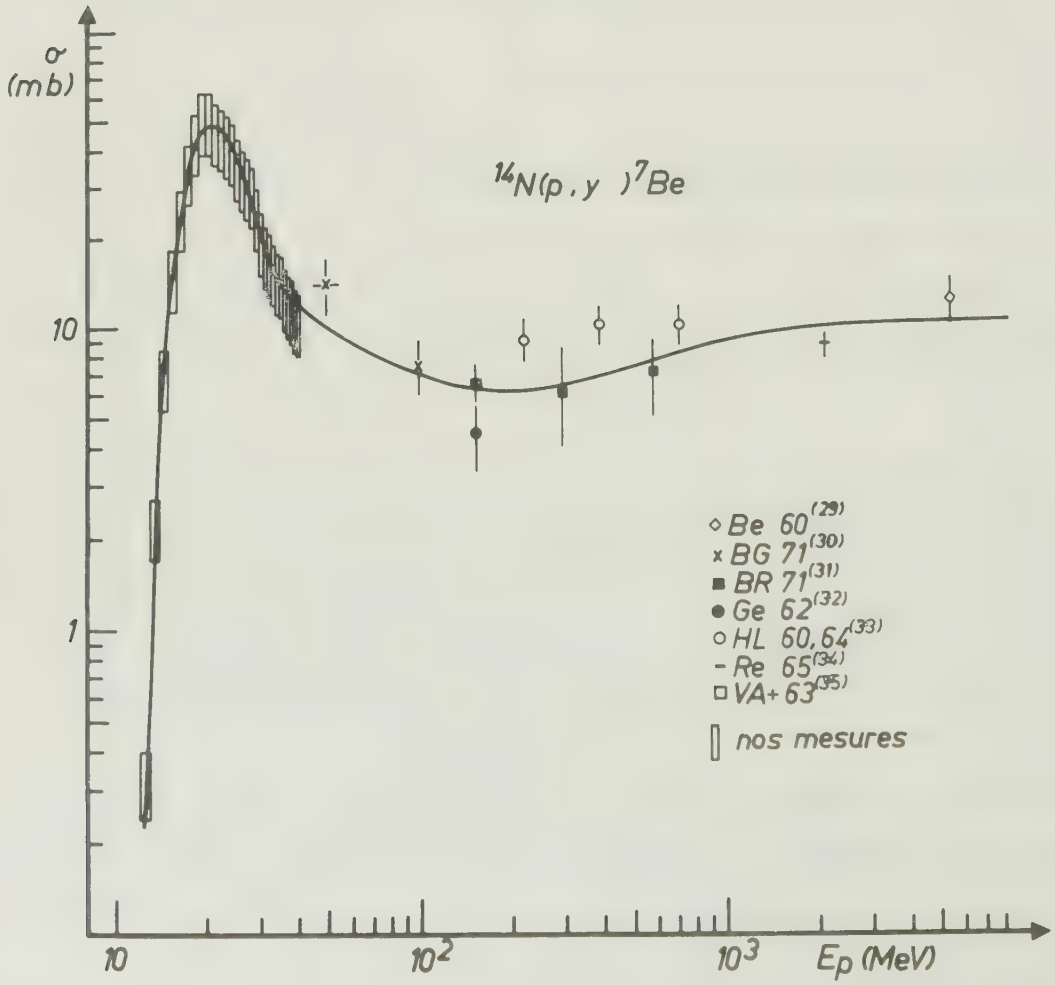


FIG. 11 - Fonction d'excitation de la réaction $^{14}N(p,Y)^{7}Be$

Dans la nature, on observe les produits de filiation de ces isotopes radioactifs respectivement ^{11}B et ^{7}Li : $^{11}C \xrightarrow[\beta^+]{20\ mn} {}^{11}B$; $^{7}Be \xrightarrow[53,5\ j]{Capt\ e^-} {}^{7}Li$. On a vu que les éléments oxygène, carbone et azote étaient les plus abondants et les plus favorables pour la formation des éléments Li, Be ou B. Or, au-dessous de 25 MeV, ce sont les 2 seuls isotopes de ces éléments susceptibles de se former. C'est pourquoi nous avons entrepris de déterminer leur fonction d'excitation dans un domaine d'énergie où très peu de mesures avaient été faites.

Mesures des sections efficaces de formation de ^{7}Be et ^{11}C dans l'azote irradiée par des protons de 6 à 40 MeV.

Ce travail ayant fait l'objet d'une publication [28], nous n'en rapporterons ici que les points essentiels.

Des cibles de nitrure de vanadium d'épaisseur supérieure au parcours des protons ont été irradiées à des énergies croissantes par saut de 1 MeV entre 6 et 40 MeV. Les activités du ^{7}Be et du ^{11}C ont été mesurées par les méthodes classiques de spectrométrie γ (2 scintillateurs NaI.Tl en coïncidence sur le rayonnement γ de 511 keV du ^{11}C et détecteur Ge(Li) pour le rayonnement γ de 478 keV du ^{7}Be). Une cage de Faraday reliée à un intégrateur de courant mesurait le nombre de protons bombardant la cible. On a obtenu ainsi directement l'intégrale de la fonction d'excitation qui a été ensuite différenciée.

La précision d'une telle méthode n'est pas très bonne ; nous l'avons évaluée pour nos mesures entre 17 et 25 %. Elle était néanmoins suffisante pour le but recherché et la technique utilisée permettait une réalisation rapide des expériences. La confection d'une cible mince d'azote ou de composés azotés présente des difficultés en partie dues à l'instabilité chimique de ces derniers.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 10 et 11 où les fonctions d'excitation sont complétées par les mesures déjà effectuées à plus haute énergie. Les pics au-dessus des seuils sont dus aux réactions (p,α) pour le ^{11}C et $(p,2\alpha)$ pour le ^{7}Be. L'importance du premier montre que l'azote peut jouer un rôle essentiel dans la formation du bore.

Nous ajouterons également que la fonction d'excitation de ^{7}Be dans ^{14}N est très importante à connaître : le ^{7}Be à cause de sa période est utilisé comme traceur dans de nombreux phénomènes géophysiques ; il est formé en permanence par l'interaction du rayonnement cosmique (90 % de protons) sur l'atmosphère (80 % de ^{14}N).

C H A P I T R E III

PHYSIQUE DES REACTIONS DE SPALLATION : APPLICATION A L'EVALUATION SEMI-EMPIRIQUE DES SECTIONS EFFICACES

Comme nous l'avons vu précédemment, les mesures de sections efficaces de produits stables ou de longues périodes, qui sont les isotopes intéressants à l'échelle cosmique sont extrêmement longues et délicates. Malgré nos efforts, le nombre de résultats obtenus est encore très inférieur au nombre de valeurs nécessaires à l'interprétation des observations astronomiques et cosmiques.

Par ailleurs, il n'existe encore aucune "théorie" des réactions de spallation qui permette de prévoir les valeurs des sections efficaces non déterminées expérimentalement. Il était donc intéressant, aussi bien du point de vue de la physique nucléaire que de l'astrophysique, d'étudier différentes méthodes d'estimation de ces sections efficaces pour des cibles de masse comprises entre 12 et 30.

Nous avons d'abord utilisé une simulation sur ordinateur d'un modèle en deux étapes des réactions de spallation. Cette procédure a été bien souvent utilisée pour des noyaux plus lourds mais le modèle de désexcitation statistique (break-up de Fermi) auquel nous avons fait appel est différent du formalisme (évaporation de Weisskopf) employé jusque là. Nous avons comparé les résultats numériques, les avantages d'emploi et finalement le contenu physique des deux méthodes.

Mais cette approche purement numérique des problèmes n'est pas toujours satisfaisante car la physique des phénomènes n'y apparaît pas clairement. C'est pourquoi nous avons tenté une formulation semi-empirique simple reproduisant les tendances générales des fonctions d'excitation. La systématique des sections efficaces expérimentales que nous avons été conduits à faire pour cela, nous a permis de mettre en évidence l'importance de certains paramètres physiques pour les résultats

en particulier, l'importance du spin isotopique et des sous-structures α.

La plus grande partie de la discussion qui va suivre concerne les réactions induites par des protons. Les réactions induites par α sont importantes - encore que peu étudiées - et nous leur consacrons ensuite quelques compléments de discussion.

III.A - REACTIONS INDUITES PAR PROTONS

Nous nous sommes intéressés aux réactions de spallation induites par des protons d'énergie variant de quelques MeV à quelques GeV sur des noyaux légers ($Z_t < 14$) pour former tous les isotopes de masse inférieure à celle de la cible $A_p < A_t$.

III.A.1. Méthodes de calculs statistiques. Evaporation et Break-up.

On sait que le modèle communément admis des réactions de spallation est un modèle en 2 étapes [42] [43]. Au cours d'une première phase, une certaine quantité d'énergie est déposée dans le noyau cible suivant différentes modalités avec la possibilité pour quelques nucléons d'être éjectés du noyau. Au cours d'une deuxième phase, le noyau excité dissipe son excès d'énergie par émission de particules, ou de rayonnement γ.

Le mécanisme supposé de la première étape est fonction de l'énergie incidente. Pour des énergies de quelques MeV, le proton incident est capturé par le noyau cible et forme avec lui un "noyau composé". Au fur et à mesure que l'énergie augmente, le noyau devient progressivement transparent à la particule incidente (proton de 250 MeV $\lambda\!\!\!^{-} = 0,3$ F distance inter nucléon du noyau $\simeq$ 2,5 F). On admet alors une réprésentation classique du modèle optique : le nucléon incident subit une série de collisions intra-nucléaires avec les nucléons liés. Ceux-ci provoquent à leur tour d'autres collisions en "cascade", les nucléons qui auront acquis au cours de ces collisions suffisamment d'énergie sortiront du noyau. La fraction de l'énergie incidente transférée aux nucléons éjectés augmente avec celle-ci, alors que l'énergie d'excitation conservée par le noyau résiduel devient essentiellement constante et indépendante de l'énergie incidente lorsque celle-ci atteint quelques GeV.

Le calcul de la "cascade" se fait par une méthode de Monte-Carlo et renseigne sur la multiplicité, l'identité, l'énergie, la direction des nucléons éjectés ainsi que sur l'énergie d'excitation et la quantité de mouvement du noyau résiduel. Le premier calcul complet de cascade sur ordinateur a été effectué par Metropolis et al. [44] et a connu depuis de très nombreux développements. Dans leurs

diverses variantes, ils donnent des résultats en bon accord avec l'expérience. Un grand nombre de publications ayant été faites sur ce sujet, [45][46][47], il ne sera pas développé ici.

Au cours de la deuxième étape de la réaction, la désexcitation du noyau restant à l'issue de la première (noyau composé ou noyau résiduel de la cascade) est supposée indépendante du mécanisme de celle-ci, et implique une énergie d'excitation rapidement ($\sim 10^{-22}$ s) et uniformément distribuée. Cette dernière condition permet d'appliquer un modèle statistique au calcul de la désexcitation. Il semble d'ailleurs maintenant que les conditions d'application de la théorie statistique soient plus larges qu'il n'avait été prévu [48,49,50].

L'application de la théorie statistique se fait généralement suivant le formalisme de l'évaporation développé par Weisskopf [51]. Les calculs d'évaporation ont connu un grand succès en particulier appliqués aux noyaux moyens et lourds. Nous citerons pour mémoire les nombreux calculs de Dostrovsky et al. [52]. Pour les noyaux légers qui nous intéressaient, nous avons préféré utiliser le formalisme du Break-up proposé par Gradsztajn et al.[53]. Il constitue un développement du modèle suggéré à l'origine par Fermi pour rendre compte de la production multiple de mésons dans les interactions à très haute énergie [54]. Il permet de réduire le nombre de paramètres libres nécessaires aux calculs d'évaporation, les niveaux liés des noyaux légers étant assez bien connus et pas trop nombreux pour être pris en compe individuellement.

Nous avons calculé par la méthode de Break-up les sections efficaces de spallation des cibles ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, par des protons d'énergie variant autour d'une centaine de MeV avec différents types de cascade [55]. Avec un modèle de cascade simple type Metropolis (c'est-à-dire puits de potentiel carré) auquel nous avons ajouté une probabilité d'existence de sous-structure α, nous avons obtenu des résultats qui reproduisent assez bien les résultats expérimentaux (à mieux qu'un facteur 2), exception faite des produits voisins de la cible de moins de 3 unités de masse (résultats des réactions "simples"). D'autres modèles de cascade ont été testés pour résoudre le cas particulier de ces noyaux : puits de potentiel à bord diffus, possibilité de réflexion, réfraction des particules à l'intérieur du puits. Dans tous les cas, la réalisation d'un bon accord entre expérience et calcul pour les noyaux voisins de la cible se fait au détriment de l'accord pour les autres noyaux. Nous avons alors développé nos calculs dans le sens qui réalise l'accord avec le plus grand nombre de noyaux. Au contraire, les calculs d'évaporation appliqués aux noyaux légers donnent des résultats en bon accord avec l'expérience pour les produits formés plutôt près de la cible. Les figures (12a) (12b) et le tableau 6 qui rassemblent quelques calculs d'évaporation et de break-up faits sur ^{12}C et ^{16}O illustrent cette différence.

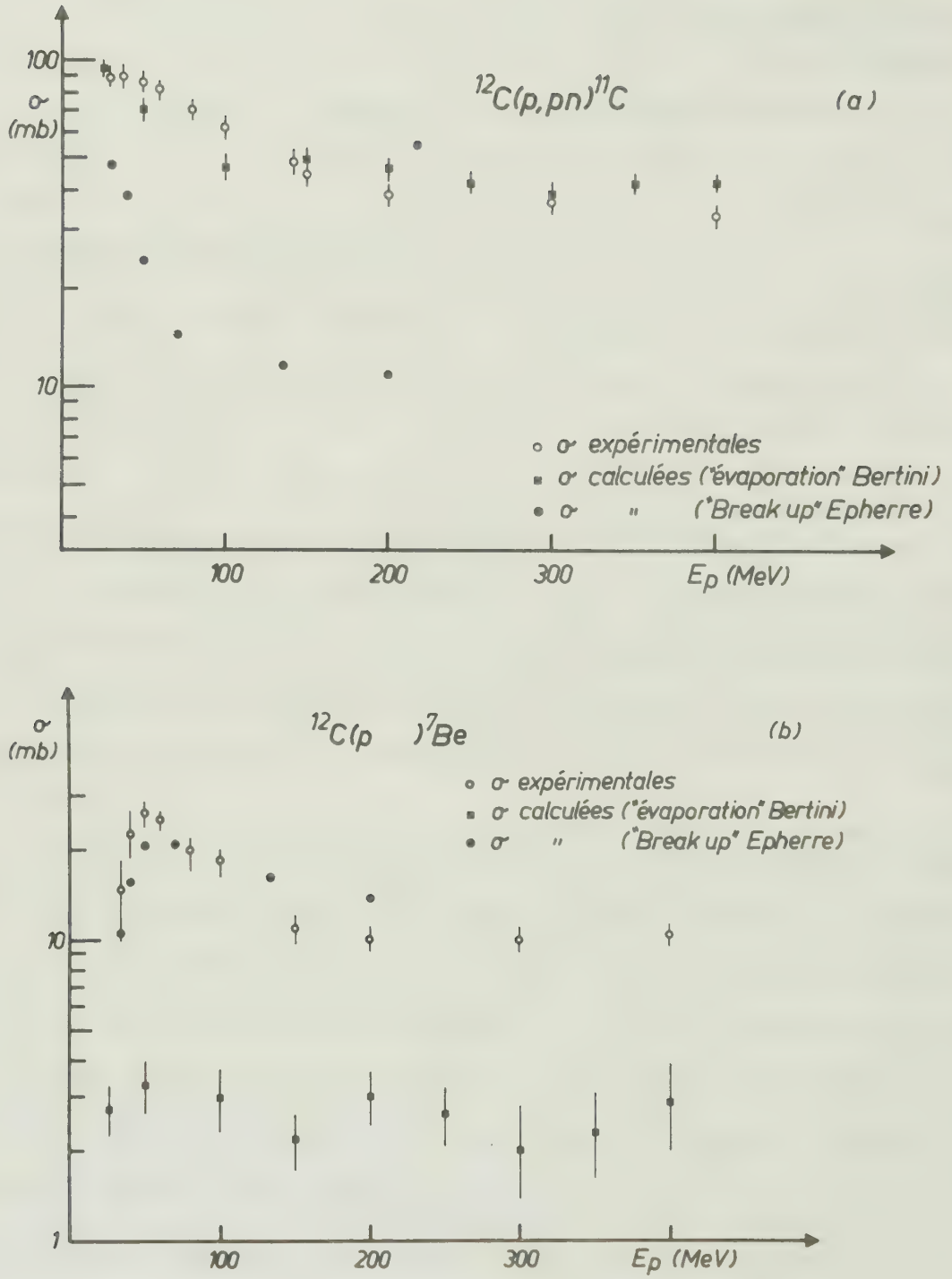


FIG. 12 - Comparaison des sections efficaces expérimentales avec celles calculées à partir de modèles statistiques : a) réaction $^{12}C(p,pn)^{11}C$
b) réaction $^{12}C(p,X)^{7}Be$

TABLEAU 6 : Comparaison des sections efficaces expérimentales et des sections efficaces calculées suivant les modèles de Break-up et d'évaporation

Réaction $^{16}O + p$

Produits	Sections efficaces expérimentales (mb) ∿ 150 MeV	Sections efficaces calculées (mb) "Break-up" 150 MeV	Sections efficaces expérimentales (mb) ∿ 500 MeV	Sections efficaces calculées (mb) "évaporation" Bertini (56) 500 MeV
^{6}Li	10 ± 2	10,1	12 ± 2	4
^{7}Li	9 ± 2	9,9	11 ± 2	0,3
^{8}Li		2,0		0,28
^{9}Li	0,01	0,16	0,02	
^{7}Be	5 ± 1	8,4	7 ± 2	0,07
^{9}Be	1,7 ± 0,4	3,5	2,5 ± 1	0,2
^{10}Be	0,4 ± 0,1	2,1	0,6 ± 0,2	0,07
^{10}B	11 ± 3	11	12 ± 5	8
^{11}B	15	14	15	3,3
^{10}C	1	0,97	1	0,6
^{11}C	8 ± 2	12,2	9 ± 2	4,2
^{14}C	1,8 ± 0,5	1,6	1,9 ± 0,5	2
^{13}N	5 ± 2	1,3	4 ± 2	2,8
^{15}O	50 ± 10	1,1	30 ± 10	44

Nous ne pouvons néanmoins pas conclure que les deux modèles évaporation et break-up sont différents. Les sections efficaces sont en fait le résultat d'un calcul en 2 épapes :(i) la cascade, (ii) l'évaporation ou le break-up. Les paramètres utilisés dans le calcul de la première ont un effet non négligeable sur le résultat final et varient suivant les auteurs.

Pour comprendre l'origine de la différence des résultats, il nous est apparu intéressant d'étudier pour les comparer les hypothèses physiques implicitement contenues dans les calculs d'évaporation et de break-up.

Le principe du calcul d'évaporation

Le point de départ du calcul d'évaporation est le principe du bilan détaillé :

$$\frac{P_{i \to F}}{P_{f \to I}} = \frac{\rho_F}{\rho_I} \qquad (5)$$

$P_{i \to F}$ est la probabilité de transition d'un état initial i à un groupe d'états F

ρ_F et ρ_I sont les densités d'états du système final et du système initial

La probabilité "d'évaporation" d'une particule j (d'énergie comprise entre E_j et $E_j + dE_j$) à partir d'un noyau excité I^* (énergie comprise entre E_{I^*} et $E_{I^*} + \Delta E_{I^*}$) laissant un noyau excité J^* s'en déduit :

$$P_{I^* \to j + J^*} = \frac{\omega_{J^*}}{\omega_{I^*}} \frac{d^3 p_j}{h^3} V \frac{g_j \, g_{J^*}}{g_{I^*}} P_{j+J^* \to I^*} \qquad (6)$$

ω_{J^*}, ω_{I^*} sont les densités de niveaux des noyaux, J^* et I^* dans les intervalles respectifs ΔE_{J^*}, ΔE_{I^*} ($\Delta E_{J^*} = \Delta E_{I^*}$)

p_j est la quantité de mouvement de la particule j

V volume de normalisation

g_j g_{I^*} g_{J^*} sont les facteurs de spin

$P_{j+J^* \to I^*}$ est la probabilité de capture de la particule j

$$P_{j+J^* \to I^*} = \frac{\sigma_j \, v_j}{V}$$

v_j vitesse de la particule j

σ_j section efficace de la réaction inverse de l'émission de j

En remarquant que : - $d^3p_j = 4\pi p_j^2 \, dp_j$ par intégration sur les angles

- $\varepsilon_j = \frac{p_j^2}{2 m_j}$

- $E_{J^*} = E_{I^*} - B_j - \varepsilon_j$,

B_j énergie de liaison de la particule j

l'expression (6) prend la forme bien connue :

$$P(\varepsilon_j) \, d\varepsilon_j = \frac{g}{\pi^2 \hbar^3} \, m_j \, \sigma_j \, (\varepsilon_j) \, \varepsilon_j \, \frac{\omega_j^* \, (E_{I^*} - B_j - \varepsilon_j)}{\omega_{I^*} \, (E_{I^*})} \, d\varepsilon_j \qquad (7)$$

Le seul paramètre dans lequel la physique du noyau intervient est la section efficace de la réaction inverse. On en utilise généralement une expression approchée où les seuls termes prédominants sont coulombiens et géométriques :

$$\sigma_j = \sigma_g \, . \, a \, (1 - k \frac{\beta}{\varepsilon})$$

σ_g section efficace géométrique

β barrière coulombienne $\frac{z \, Z \, e^2}{r}$

k rend compte de la pénétration de la barrière. Les paramètres sont choisis pour donner un bon accord avec la théorie du continuum.

Le principe du calcul de Break-up

Le point de départ du calcul de Break-up est l'expression de la probabilité de transition de la théorie quantique des perturbations dépendant du temps :

$$P_{i \to F} = \frac{2\pi}{\hbar} \, |M|^2 \, \rho_F \qquad (8)$$

$P_{i \to F}$ est la probabilité de transition par unité de temps d'un état stationnaire i à un continuum d'états stationnaires F de même énergie.

M est l'élément de matrice de la perturbation responsable de la transition.

ρ_F est la densité d'états dans l'état final par unité d'énergie dans le volume V de normalisation des fonctions d'onde.

Ce résultat peut s'appliquer en dehors de la théorie des perturbations à condition de donner à M une interprétation convenable [57][58].

Le principe du bilan détaillé (5) est une conséquence de la règle (8). Les calculs d'évaporation et de break-up ont donc la même origine.

L'hypothèse de Fermi consiste à postuler que

$$|M|^2 \propto \left(\frac{\Omega}{V}\right)^n$$

Ω est le volume d'interaction

V est comme précédemment le volume de normalisation

n est le nombre de particules dans l'état final.

Avec cette approximation, la probabilité de transition d'un noyau initial A^* (énergie E_{A^*}) à un état final constitué de n particules et noyaux b, c, ...n, N s'obtient par intégration sur l'espace de phase disponible et sommation sur tous les facteurs statistiques.

$$P_{A^* \to b,\ldots,n,N} \propto \left(\frac{\Omega}{V}\right)^n \frac{d}{dE} \left[\frac{\int_V \int_E \prod_{i=1}^{n} d^3x_i \; d^3p_i}{h^{3n}} \right]$$

Sur les n particules, n - 1 sont des variables indépendantes. En négligeant la conservation de moment angulaire (Fermi a montré que les résultats en étaient très peu affectés) le développement du calcul conduit finalement pour le cas de particules non relativistes à l'expression :

$$P_{A^* \to b,\ldots,n,N} \propto \left(\frac{\Omega}{V}\right)^{n-1} \left(\frac{V}{h^3}\right)^{n-1} \frac{\prod_{1}^{n} g_i}{\prod_{1}^{s} n_j} (2\pi)^{\frac{3}{2}(n-1)} \frac{\prod_{1}^{n-1} \left(E_{A^*} - Q\right)^{\frac{3n-5}{2}} \mu_i^{3/2}}{\Gamma\left(\frac{3}{2}(n-1)\right)} T \qquad (9)$$

$\prod g_i$ pour tenir compte de la dégénérescence introduite par le spin

$\prod n_j$ pour tenir compte de l'indiscernabilité des particules.

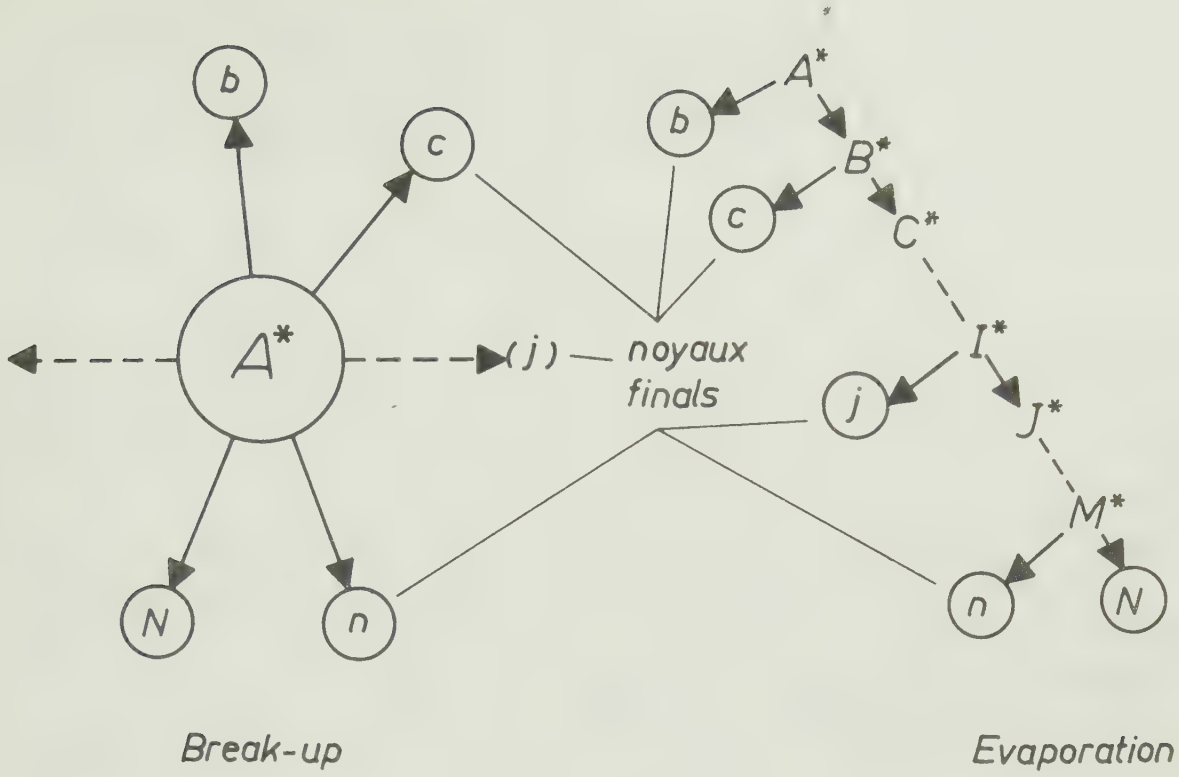
Pour tenir compte des facteurs coulombiens, nous introduisons une fonction T analogue au coefficient de transmission de la mécanique quantique (calculée à l'aide des fonctions coulombiennes).

Comparaison Evaporation - Break-up

L'expression (9) donne la probabilité de rupture du noyau A^* en n particules

$$A^* \to b + c + \ldots\ldots + n + N$$

L'expression (7) donne la probabilité d'émission d'une particule à partir du noyau A^*. Elle est appliquée successivement à chaque séquence de la chaine d'évaporation.



Chaque noyau excité I^* évapore une particule j et laisse un noyau résiduel J^*, ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie du noyau excité soit insuffisante pour permettre l'émission d'une particule.

Pour pouvoir comparer les 2 procédés de calcul, il nous faut dériver la probabilité pour une séquence complète dans un certain ordre en composant les probabilités successives :

$$\frac{P_{A^* \to b, \ldots n, N}}{P_{A^*}} = \frac{P_{A^* \to B^* + b}}{P_{A^*}} \times \ldots\ldots \times \frac{P_{M^* \to N + n}}{P_{M^*}}$$

où P_{A^*} représente la probabilité totale de désintégration du noyau A^*.

Le calcul détaillé ne présente pas de difficulté particulière, nous l'avons publié ailleurs [59] et la probabilité d'une séquence complète d'évaporation prend finalement la forme suivante :

$$\frac{P_{A^* \to b, \ldots n, N}}{P_{A^*}} = \frac{\prod_{j=1}^{n-1} g_j \left(\frac{V}{h^3}\right)^{n-1}}{\prod_{j=1}^{s} n_j} \; F\,(E_{A^*}, A^* \to b, .. N) \quad H \qquad (10)$$

$$F = \prod_{j=1}^{n-1} \left[\frac{\overline{P_{j+J^* \rightarrow I^*}}}{P_{I^*}} \right]$$

et où

$$H = \int_0^{E_{A^*} - Q_{AN}} d^3p_b \times \ldots\ldots \int_0^{E_{A^*} - Q_{AN} - \sum_1^{n-2} \varepsilon_j} d^3p_n$$

F est une généralisation de l'expression de la section efficace de la réaction inverse.
H est le terme d'espace de phase.

La comparaison Evaporation-Break-up se ramène donc à la comparaison des expressions (9) et (10).
En développant H on trouve que :

$$H \equiv (2\pi)^{\frac{3}{2}(n-1)} \frac{\prod_1^{n-1} \left(E_{A^*} - Q\right)^{\frac{3n-5}{2}}}{\Gamma\left[\frac{3}{2}(n-1)\right]} \mu_i^{3/2}$$

Finalement, l'hypothèse de Fermi $|M|^2 \alpha \left(\frac{\Omega}{V}\right)^n$ est équivalente à écrire que :

$$\left(\frac{\Omega}{V}\right)^{n-1} = \prod_{j=1}^{n-1} \left[\frac{\overline{P_{J^*+j \rightarrow I^*}}}{P_{I^*}} \right]$$

P_{A^*} est un facteur de normalisation qui peut être aussi introduit dans le calcul de break-up.

Les paramètres nucléaires que contient ce produit de termes moyennes sur toutes les énergies d'excitation possibles sont peu importants pour les résultats du calcul. Le rôle mineur des paramètres nucléaires est aussi une caractéristique du calcul du break-up.

Le seul paramètre libre de ce modèle est le volume d'interaction Ω. On a choisi dans les calculs Ω égal au volume nucléaire du noyau excité A^* et indépendant de son énergie. Ce paramètre a une influence sur les probabilités relatives d'états de n différents. Une valeur élevée pour Ω favorise un état final avec beaucoup de particules. Dans le calcul d'évaporation la probabilité de la désintégration $A^* \rightarrow b + c \ldots + N + n$ sans tenir compte de l'ordre d'émission s'obtient en multipliant la probabilité de la séquence par n, le nombre de séquence identiques et par suite non discernables les unes des autres dans l'expérience. Donc là aussi les états où n est élevé sont favorisés.

Un avantage du modèle de break-up est qu'aucune formule de densité de niveaux pour les noyaux intermédiaires n'est nécessaire, dans la conduite du calcul, et en ce qui concerne les noyaux légers, la sommation sur tous les états liés des noyaux peut se faire aisément, ceux-ci étant généralement bien connus.

III.A.2. Formules semi-empiriques

Nous venons de voir comment dans un traitement statistique des réactions de spallation, la variation en énergie des facteurs nucléaires peut être négligée et comment ils peuvent être remplacés par des paramètres géométriques et coulombiens. Le rôle essentiel revient aux facteurs d'espace de phase.

Nous allons maintenant essayer de voir en fonction de quelles quantités physiques ces termes peuvent varier. L'une d'elle est clairement l'énergie cinétique disponible pour la réaction, mais nous mettrons également en évidence dans la discussion l'influence du spin isotopique (ou dissymétrie entre protons et neutrons).

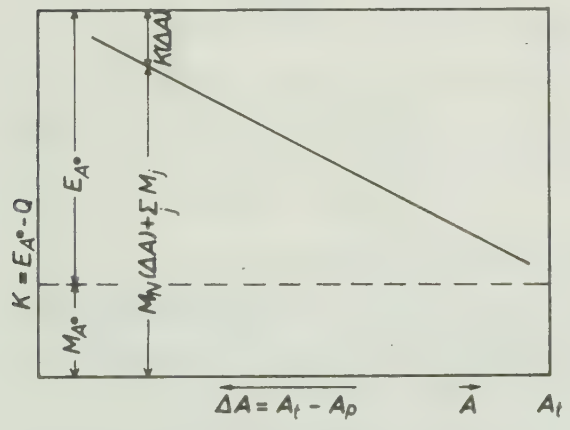
A partir de ces considérations physique, nous serons amenés à dériver une expression assez semblable à celle obtenue par G. Rudstam [60] sur des bases purement empiriques.

L'énergie cinétique totale disponible pour une voie de réaction s'exprime :

$$K = E_{A^*} - Q = E_{A^*} - (M_N + \Sigma_j M_j - M_{A^*})\, c^2$$

A travers cette relation et en particulier au travers des masses, on peut qualitativement rendre compte du rôle important des 2 paramètres que sont le spin isotopique des noyaux formés T_{zp} et l'écart de masse $\Delta A = A_t - A_p$ entre le noyau formé (A_p) et la cible (A_t).

La différence de masse entre 2 noyaux de la vallée de stabilité dépend linéairement de ΔA (ΔA = l'énergie de liaison par nucléon est à peu près constante et de l'ordre de 8 MeV). Il s'en suit pour le terme d'énergie cinétique de l'espace de phase une variation illustrée par le diagramme (a) de la figure 13.



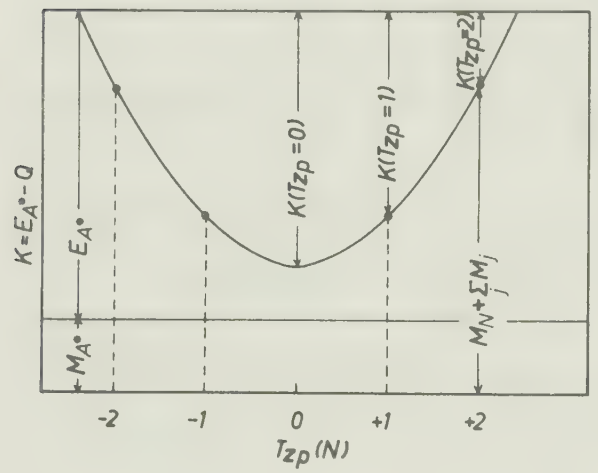
(a)

FIG. 13a - Variation du facteur cinétique de l'espace de phase en fonction de la masse du produit A_p.

En fait, le ΔA qui apparaît dans l'expression de Q n'est pas $\Delta A = A_t - A_p$ mais $\Delta A = A_r - A_p$; l'écart entre les nombres de masse du noyau "résiduel" et du noyau produit "final".

Des calculs détaillés de cascade et d'évaporation ont montré que la distribution des noyaux "résiduels" à partir d'une cible donnée avait une variation en ΔA analogue à celle de la distribution des noyaux finals à partir d'un noyau "résiduel" donné. Donc, la première phase du calcul - cascade - ne fait qu'accentuer la variation en ΔA du résultat, marqué par le terme cinétique de la deuxième phase.

De la même façon, dans la formule de masse apparaît un terme de symétrie exprimant la tendance qui favorise $N = Z$, ce terme est en $(N - Z)^2/4A$ et la variation du facteur cinétique en fonction du spin isotopique $T_{zp} = (N_p - Z_p)/2$ pour des produits de même A, prend l'allure indiquée par la fig. 13b. L'espace de phase pour former un noyau dans son état fondamental ($E_{N^*} = 0$) est toujours plus grand pour des valeurs de T_{zp} faibles. Il est encore accru par le fait que les noyaux pour lesquels $T_{zp} = 0 \pm 1/2$ ont plus d'états liés que les noyaux dont le spin isotopique est plus élevé.



(b)

FIG. 13b - Variation du facteur cinétique de l'espace de phase en fonction de l'isospin du produit T_{zp}

Il est bien évident que cette dépendance en ΔA et T_{zp} du facteur d'espace de phase s'affaiblit au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente.

Examinons par ailleurs le comportement du spin isotopique pendant la 1ère étape de la réaction (cascade): (i) en ignorant momentanément la barrière coulombienne et la différence entre les sections efficaces d'interaction (pp) et (pn), les évènements pour lesquels $\Delta T_z = T_{zt} - T_{zr} = 0$ sont favorisés en terme d'analyse combinatoire ; un évènement du type (p,Ppn) est 2 fois plus probable qu'un évènement (p,P2p) ou (p,P2n) ; (ii) au 2ème ordre, si on considère l'individualité de la particule incidente, tant que $\sigma(pn) > \sigma(pp)$ entre nucléons libres ($E \lesssim 500$ MeV) le proton incident éjectera de préférence un neutron même si cet effet est atténué par les collisions secondaires et ΔT_z tendra à être positif.

Nous avons analysé un grand nombre de sections efficaces expérimentales en fonction des paramètres A_t, A_p, T_{zp}, T_{zt} et nous avons montré [61] que la distribution en masse des produits formés par spallation d'une cible A_t pouvait être reproduite (pour $\Delta A < 2A_t/3$) par une fonction du type :

$$\sigma(\Delta A) = \sigma_t \, P \exp(-P\Delta A)$$

P étant un paramètre empirique, σ_t la section efficace totale de réaction. De manière semblable, la distribution des sections efficaces des produits de même masse mais de spins isotopiques différents (distribution isobarique) peut se mettre sous la forme :

$$\sigma \propto \exp\left[-R\ (T_{zp} - T_{zm})^2\right]$$

où R est un paramètre empirique qui varie en raison inverse de l'énergie ($\underset{\sim}{\sim}$ 2 autour de 100 MeV ; $\underset{\sim}{\sim}$ 1 autour de 1 GeV) et T_{zm} a sensiblement la valeur du spin isotopique de la cible.

Cette allure exponentielle est parfaitement comprise en termes du facteur d'énergie cinétique du modèle statistique. En effet :

$$\sigma \propto (E^* - Q)^m = E^{*m} (1 - Q/E^*)^m = E^{*m} \exp\left[m \log (1 - Q/E^*)\right]$$

$$\sigma \underset{\sim}{\sim} \exp\ (-a\, Q/E^*)$$

Q apparaît linéairement sous l'exponentielle qui doit donc être linéaire en ΔA et quadratique en ΔT_z. En outre, l'énergie d'excitation apparaît au dénominateur de l'exponentielle ce qui laisse prévoir une variation des paramètres R et P en raison inverse de l'énergie d'excitation. Dans l'analyse des résultats expérimentaux, nous avons vu en effet, diminuer ces paramètres entre 100 MeV et 1 GeV, et se stabiliser aux énergies supérieures (dans ce domaine, l'énergie d'excitation n'augmente plus en fonction de l'énergie incidente).

Ainsi la présentation des rendements de spallation sous la forme d'une surface dans un système à 3 coordonnées (N,Z,σ) [62] fig.14, peut être interprétée comme une description schématique de la formule de masse à travers l'hypothèse de base des théories statistiques. La formulation semi-empirique à laquelle nous sommes parvenus :

$$\sigma(A_t\ Z_t\ N_t \rightarrow A_p\ N_p\ Z_p) = \sigma_t \sqrt{\frac{R}{\pi}}\ P \exp\left[-P\Delta A - R\ (T_{zp} - T_{zm})^2\right]$$

permet l'évaluation des sections efficaces non mesurées à l'aide de 3 paramètres phénoménologiques. Nous estimons cette évaluation valable à un facteur 3 près pour les isotopes formés avec $(T_{zp}) = 0$ et 1. Dans les autres cas, elle ne peut être valable à mieux qu'un facteur 5.

G. Rudstam qui le premier avait voulu traduire la régularité des rendements de spallation par une formulation tout à fait empirique des sections efficaces pour des noyaux $20 \leqslant Z_t \leqslant 53$ [60] est parvenu à une estimation des sections efficaces dans ce domaine à un facteur 3 près ("best fit" sur 1200 résultats expérimentaux). C'est un accord excellent si on juge l'étendue des valeurs représentées ($\sim 10^6$ entre les sections efficaces minimum et maximum). L'expression de la section efficace

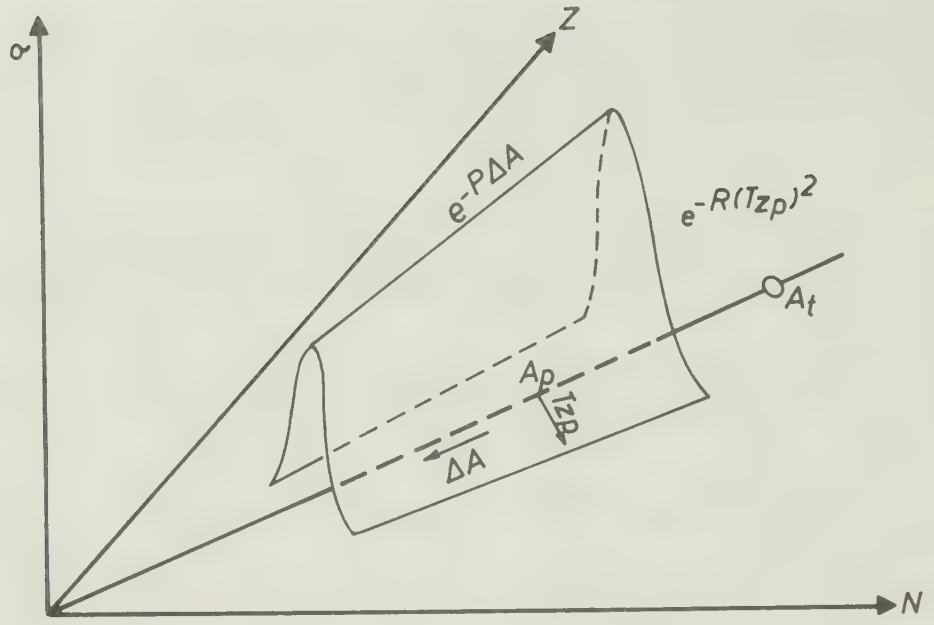


FIG. 14 - Distribution des sections efficaces de spallation pour des cibles $A_t < 30$. Pour $\Delta A < 3$ au mécanisme en 2 étapes s'ajoute la contribution d'une interaction directe. (schéma inspiré de la réf. (60).

$\sigma(Z,A)$ de formation d'un noyau de numéro atomique Z de nombre de masse A, fait toujours apparaître la décroissance exponentielle avec le nombre de masse et la distribution gaussienne des rendements isobariques autour de la charge la plus probable :

$$\sigma\ (Z,A) = f\ (\hat{\sigma}, P, A_t)\ \exp\left[PA - R\ (Z - SA + TA^2)^2\right]$$

Il y a cette fois 5 paramètres et la composition en protons et neutrons de la cible n'apparaît pas explicitement. Les 5 paramètres utilisés, P, R, S, T, $\hat{\sigma}$ varient avec les conditions expérimentales : énergie incidente (P) ; Z et A du produit (R) ; Zm et Am du produit au maximum de la crête (S, T) ; Z_t A_t ; section efficace totale inélastique. Cette formule ne s'applique pas à tous les produits de spallation en particulier, elle ne s'applique pas à ceux pour lesquels :

$$\Delta A \leqslant 3 \qquad \text{et} \qquad \Delta A > 30 \qquad (30 < A_t < 200)$$

Ce type de formule a connu un grand succès pour l'évaluation des sections efficaces non mesurées même en dehors des limites prévues par leur auteur. Il faut noter en particulier le développement qu'en ont donné Silberberg et Tsao [63] pour étendre son application aux cibles légères et aux isotopes formés très loin de la cible ($\Delta A > 30$). Avec 6 paramètres supplémentaires, variables avec les conditions

expérimentales, ils affirment que leur technique de calcul soutient favorablement la comparaison avec d'autres méthodes de calculs destinés à reproduire les sections efficaces expérimentales.

Bien que le nombre élevé des paramètres ait tendance à masquer les caractéristiques physiques fondamentales, leur tentative correspond à un besoin réel des astrophysiciens puisque le nombre de sections efficaces mesurées reste encore aujourd'hui insuffisant. C'est dans le même but que nous avons entrepris sur des bases plus physiques, une analyse systématique des variations de sections efficaces avec l'énergie qui nous a permis d'estimer dans des limites raisonnables des fonctions d'excitations mal connues ou totalement inconnues.

III.A.3 Systématique des sections efficaces

Nous avons rassemblé dans un document séparé [64] toutes les mesures de sections efficaces de réactions induites par protons et α sur des cibles $9 \leqslant A_t \leqslant 30$ publiées avant septembre 1971.

Les mesures sont en général sures à l'intérieur des limites indiquées par leurs auteurs, quelquefois dans des limites un peu plus larges. Pour quelques cas particulier, des considérations physiques simples peuvent conduire à mettre en doute les sections efficaces publiées. Ils concernent des mesures faites à une époque où certaines techniques n'étaient pas encore tout à fait au point, ou des mesures pour lesquelles la méthode utilisée introduit une erreur systématique.

Dans le tableau (7) les isotopes pour lesquels des mesures de sections efficaces ont été faites sont différenciés : sont entre parenthèses les isotopes mesurés à quelques énergies, sont encadrés ceux dont la fonction d'excitation $\sigma = f(E_i)$ est bien ou à peu près bien déterminée. Tous ces isotopes ont été ordonnés en fonction du type de la réaction au cours de laquelle ils sont formés, c'est-à-dire en fonction des particules qui les accompagnent p, n ou α (ces nucléons pouvant être groupés à l'intérieur d'un ou plusieurs noyaux). L'utilité de ce classement apparaîtra dans la suite.

Dans le tableau (8) sont représentés les seuils de formation de chaque masse dans toutes les cibles considérées. Chacune de ces masses est indiquée par l'isotope qui a le seuil le plus bas en énergie ; les seuils indiqués sont les seuils minima calculés à partir du Q min auquel est ajouté la barrière coulombienne pour les masses supérieures à 4. Par exemple pour la formation de ^{6}Li par $^{12}C + p$:

le Q min est le Q de la réaction $^{12}C + p \rightarrow {}^{6}Li + {}^{7}Be$ soit 22,6 MeV,

la barrière coulombienne $\dfrac{1,4 \times 3 \times 4}{1,3\ (6^{1/3} + 7^{1/3})} = 3,5$ MeV

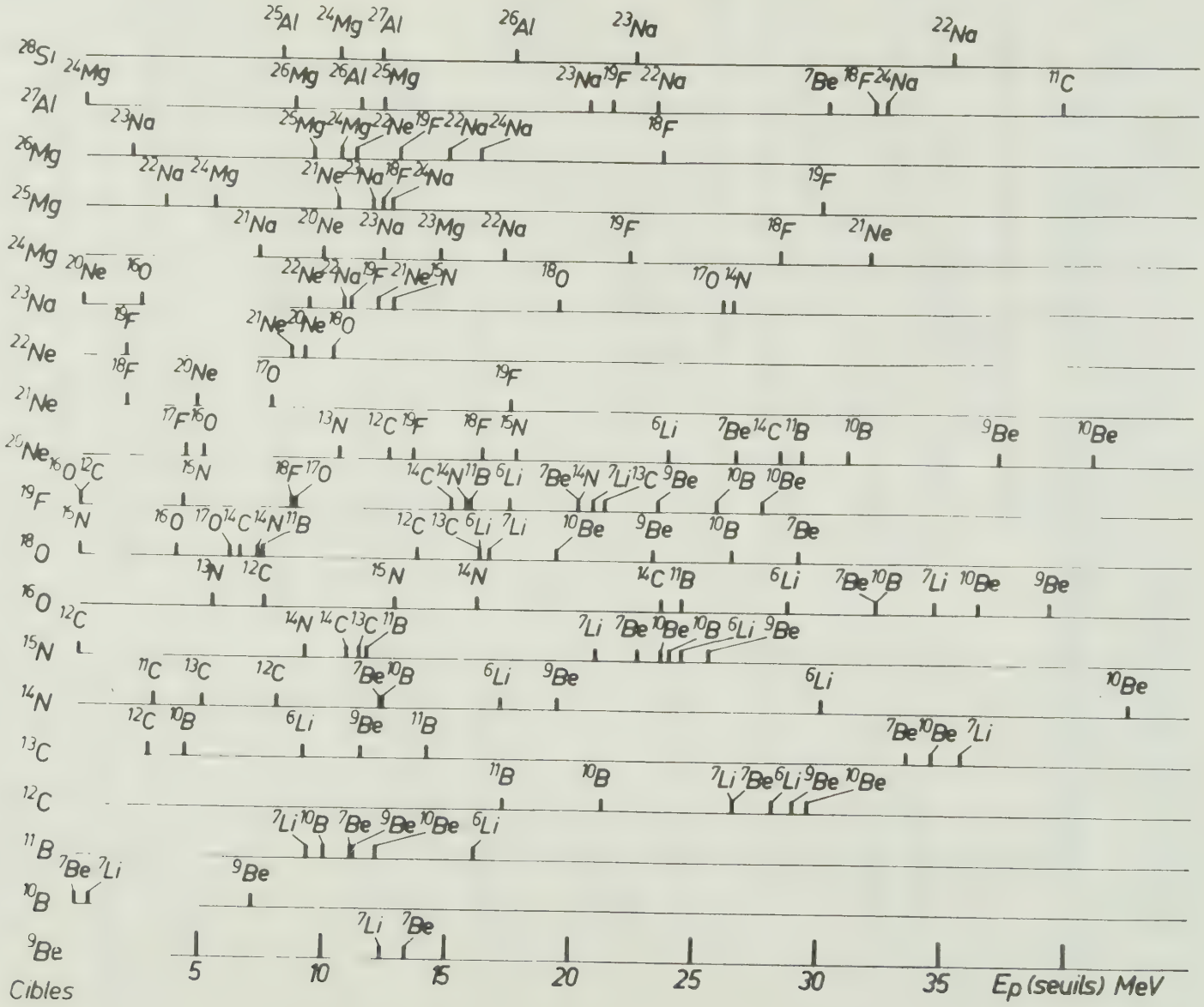
d'où un seuil de 28,2 MeV.

TABLEAU 7 : Principaux types de réactions dans les noyaux $9 \leqslant A_t \leqslant 30$

- isotopes pour lesquels des sections efficaces ont été mesurées
- isotopes dont la fonction d'excitation est connue
- ( ) isotopes pour lesquels quelques points de la fonction d'excitation sont connus
- ▲▲▲▲ sections efficaces mesurées dans l'élément naturel
- × isotopes stables

cible → / % dans l'élément naturel → / réaction ↓	^{7}Li 92%	^{9}Be	^{10}B 20%	^{11}B 80%	^{12}C 99%	^{13}C 1%	^{14}N 99.6%	^{15}N 0.4%	^{16}O 99.8%	^{18}O 0.2%	^{19}F	^{20}Ne 90.5%	^{21}Ne 0.3%	^{22}Ne 9.2%	^{23}Na	^{24}Mg 79%	^{25}Mg 10%	^{26}Mg 11%	^{27}Al	^{28}Si 92.2%	^{29}Si 4.7%	^{30}Si 3.1%
$\Delta A=1$ p, 2n				(10C)								^{18}O ×										
$\Delta A=1$ p, pn	^{6}Li ×			^{10}B ×	^{11}C	^{12}C ×	^{13}N	^{14}N ×	^{15}O	^{17}O ×	^{18}F		^{20}Ne ×	^{21}Ne ×	^{22}Na		^{24}Mg ×	^{25}Mg ×	^{26}Al		^{28}Si ×	^{29}Si ×
$\Delta A=1$ p, 2p			^{9}Be ×	(10Be)	^{11}B ×		^{13}C ×	^{14}C	^{15}N ×	(17N)	^{18}O ×	^{19}F ×			^{22}Ne	^{23}Na ×	^{24}Na		^{26}Mg	^{27}Al ×	^{28}Al	^{29}Al
$\Delta A=2$ p, p2n		^{7}Be		(10C)			(14O)		^{16}O ×	(17F)				^{20}Ne ×			^{24}Mg ×					^{28}Si ×
$\Delta A=2$ p, 2pn		^{7}Li ×		^{9}Be ×	^{10}B ×	^{11}B ×	^{12}C ×	^{13}C ×	^{14}N ×		^{17}O ×		^{19}F ×		^{21}Ne ×	^{22}Na	^{23}Na ×	^{24}Na	^{25}Mg ×	^{26}Al	^{27}Al ×	
$\Delta A=2$ p, 3p				(9Li)	(10Be)				(14C)	(16C)	(17N)	^{18}O ×				^{22}Ne				^{26}Mg	^{27}Mg	^{28}Mg
$\Delta A=3$ p, α		^{6}Li ×	(7Be)			^{10}B ×	^{11}C	^{12}C ×	^{13}N	^{15}N ×	^{16}O ×			^{19}F ×	^{20}Ne ×		^{22}Na	^{23}Na	^{24}Mg ×		^{26}Al	^{27}Al ×
$\Delta A=3$ p, 3pn			^{7}Li ×	(8Li)	^{9}Be ×	^{10}Be	^{11}B ×		^{13}C ×			^{17}O ×	^{18}O ×			^{21}Ne	^{22}Ne		^{24}Na	^{25}Mg ×	^{26}Mg ×	
$\Delta A=3$ p, 4p					^{9}Li						(16C)								^{24}Ne			
$\Delta A=4$ p, αn				(7Be)			(10C)			^{14}N ×	(15O)	^{15}N ×						^{22}Na				^{26}Al
$\Delta A=4$ p, αp			^{6}Li ×	(7Li)		^{9}Be ×	^{10}B ×	^{11}B ×	^{12}C ×	^{14}C	^{15}N ×	^{16}O ×	^{17}O ×	^{18}O ×	^{19}F ×	^{20}Ne	^{21}Ne ×	^{22}Ne ×	^{23}Na ×	^{24}Mg ×	^{25}Mg ×	^{26}Mg ×
$\Delta A=4$ p, 4pn					(8Li)		(10Be)													^{24}Na		
$\Delta A=4$ p, 5p																						
$\Delta A=5$ p, α2n										^{13}N	^{14}O		^{15}N ×			^{18}O						
$\Delta A=5$ p, αpn				(6Li) ×	^{7}Be				^{10}B ×	^{11}C	^{13}C ×	^{14}N ×		^{16}O ×	^{17}O ×	^{18}F		^{20}Ne ×	^{21}Ne ×	^{22}Na		^{24}Mg ×	^{25}Mg
$\Delta A=5$ p, α2p					^{7}Li ×		^{9}Be ×	^{10}Be	(11B) ×		^{14}C	^{15}N ×		^{17}N	^{18}O ×	^{19}F ×			^{22}Ne	^{23}Na	^{24}Na	
$\Delta A=5$ p, 5pn							(9Li)															
$\Delta A=6$ p, α3n														^{15}N ×			^{18}O					
$\Delta A=6$ p, αp2n									(10C)	^{12}C ×	(13N)			^{16}O ×				^{20}Ne ×				^{24}Mg ×
$\Delta A=6$ p, α2pn				^{6}Li ×	^{7}Li ×			^{9}Be ×	^{10}B		^{13}C ×	^{14}N ×	^{15}N ×		^{17}O ×	^{18}F	^{19}F ×		^{21}Ne	^{22}Na	^{23}Na	^{24}Na
$\Delta A=6$ p, α3p						^{8}Li	(9Li)	^{10}Be				^{14}C		^{16}C	(17N)	^{18}O ×				^{22}Ne		
$\Delta A=7$ p, αp3n										^{11}C					^{15}N ×							
$\Delta A=7$ p, 2α					^{6}Li ×	^{7}Be				^{11}B ×	^{12}C ×		^{14}N ×	^{15}N ×	^{16}O ×		^{18}F	^{19}F ×	^{20}Ne	^{21}Na	^{22}Na	^{23}Na
$\Delta A=7$ p, α3pn						^{7}Li ×		^{9}Be ×		^{13}C ×	^{14}C				^{17}O ×	^{18}O ×			^{21}Ne	^{22}Ne ×	
$\Delta A=7$ p, α4p								(9Li)							(16C)	^{17}N						
$\Delta A=8$ p, 2αn								^{7}Be		^{10}B ×	(11C)			^{14}N ×	(15O)	^{15}N ×		^{18}F		^{20}Na		^{22}Na
$\Delta A=8$ p 2αp							^{6}Li ×	^{7}Li ×		^{10}Be	^{11}B ×	^{12}C ×	^{13}C ×	^{14}C	^{15}N ×	^{16}O ×	^{17}O ×	^{18}O ×	^{19}F ×	^{20}Ne	^{21}Ne ×	^{22}Ne ×
$\Delta A=8$ p, α4pn																						
$\Delta A=9$ p, 2α2n											(10C)						^{15}N ×			^{18}O ×		
$\Delta A=9$ p, 2αpn								^{6}Li ×	^{7}Be	^{9}Be ×	^{10}B ×	^{11}C	^{12}C ×	^{13}C ×	^{14}N ×		^{16}O ×	^{17}O ×	^{18}F		^{20}Ne ×	^{21}Ne ×
$\Delta A=9$ p, 2α2p									(7Li) ×	(9Li)	^{10}Be	^{11}B ×			^{14}C	^{15}N ×		^{17}N	^{18}O ×	^{19}F ×		
$\Delta A=10$ p, 2αp2n												^{10}C	^{11}C	^{12}C ×				^{16}O ×				^{20}Ne ×
$\Delta A=10$ p, 2α2pn									^{6}Li ×		(9Be)	^{10}B ×	^{11}B ×		^{13}C ×	^{14}N ×	^{15}N ×		^{17}O ×	^{18}F	^{19}F ×	
$\Delta A=10$ p, 2α4p											(9Li) ×	^{10}Be				^{14}C			^{17}N	^{18}O ×		

TABLEAU 8 : Seuils de formation des différentes masses dans les cibles $9 \leq A_t \leq 28$



Lorsque le noyau accompagnant le produit considéré a une masse inférieure à 4, le seuil est calculé directement à partir du Q minimum ;

ex. $^{12}C + p \rightarrow {}^{10}B + {}^{3}He$ seuil 21,3 MeV

En effet, les résultats de mesures de sections efficaces à basse énergie ont montré que les seuils "effectifs" de réaction étaient inférieurs aux seuils calculés en supposant le noyau considéré accompagné d'un nombre maximum de particules α (c'est-à-dire, dans l'exemple précédent du ^{6}Li : $^{12}C + p \rightarrow {}^{6}Li + \alpha 2pn$).

On entend par seuil effectif, l'énergie pour laquelle la section efficace atteint une valeur comprise entre 1/100e et 1/10e de sa valeur à haute énergie. Il est à remarquer néanmoins que le Q min. d'une réaction ne correspond pas nécessairement à la cassure en 2 noyaux :

ex. $^{19}F + p \rightarrow {}^{11}C + {}^{9}Be$ $Q = 16,2$ MeV

$B = \frac{6,0}{22,2}$ MeV

$^{19}F + p \rightarrow {}^{11}C + 2\alpha n$ $Q = 17,8$ MeV

L'essentiel des renseignements que l'on peut extraire des résultats expérimentaux s'obtient en analysant ceux-ci de 3 points de vue différents. L'isotope formé à partir d'une cible déterminée peut être classé :

1° - comme le produit d'un certain type de réaction : exemple le ^{7}Li formé dans ^{14}N est le résultat d'une réaction de type (p, α 3pn) (tableau 7) ;

2° - dans l'ensemble des fonctions d'excitations de cet isotope dans différentes cibles σ_X (^{7}Li) = f (Ep) pour X = ^{12}C, ^{16}O, ... ^{28}Si ;

3° - dans l'ensemble des masses formées à partir de la même cible : exemple $\sigma_{^{14}N}(A)$ = f (Ep) pour A < 13.

Dans cet ensemble de considérations, on tiendra compte si nécessaire du nombre d'états liés du noyau formé. On a vu en effet que l'espace de phase disponible pour ce noyau était proportionnel à ce nombre.

Parenté des différents types de réactions

Les différents types de réaction se distinguent par le groupement G de nucléons qui accompagnent l'isotope dans la réaction de spallation :

ex. ^{12}C (p,3pn) ^{9}Be $G = 3p + n$

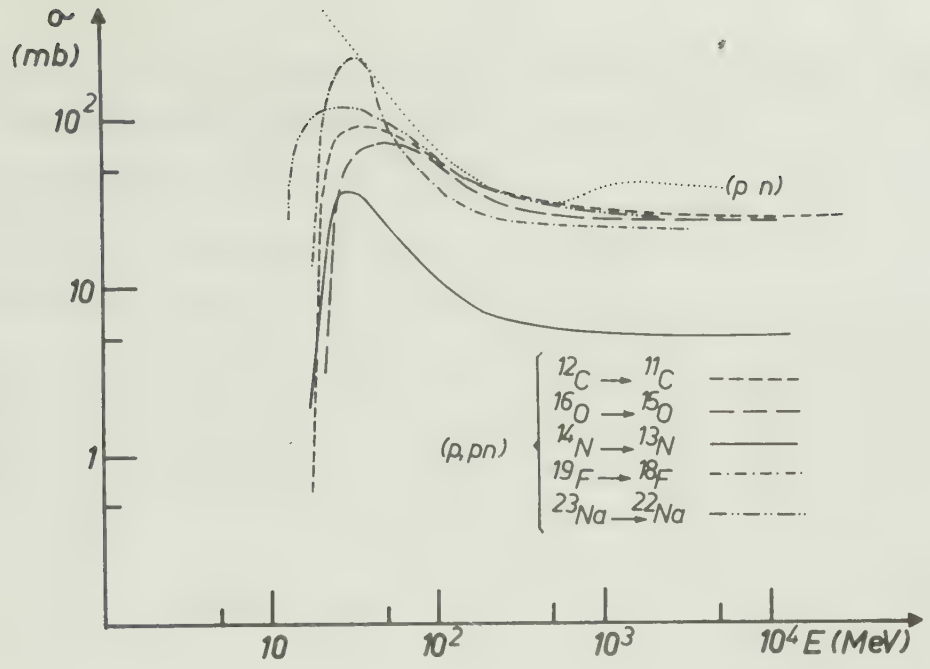


FIG. 15 - Fonctions d'excitations expérimentales de réactions (p.pn). La courbe de la réaction (pn) entre nucléons libres "enveloppe" les courbes (p.pn). Les sections efficaces de formation de ^{13}N sont toujours faibles, c'est un noyau qui n'a qu'un seul niveau lié, le fondamental.

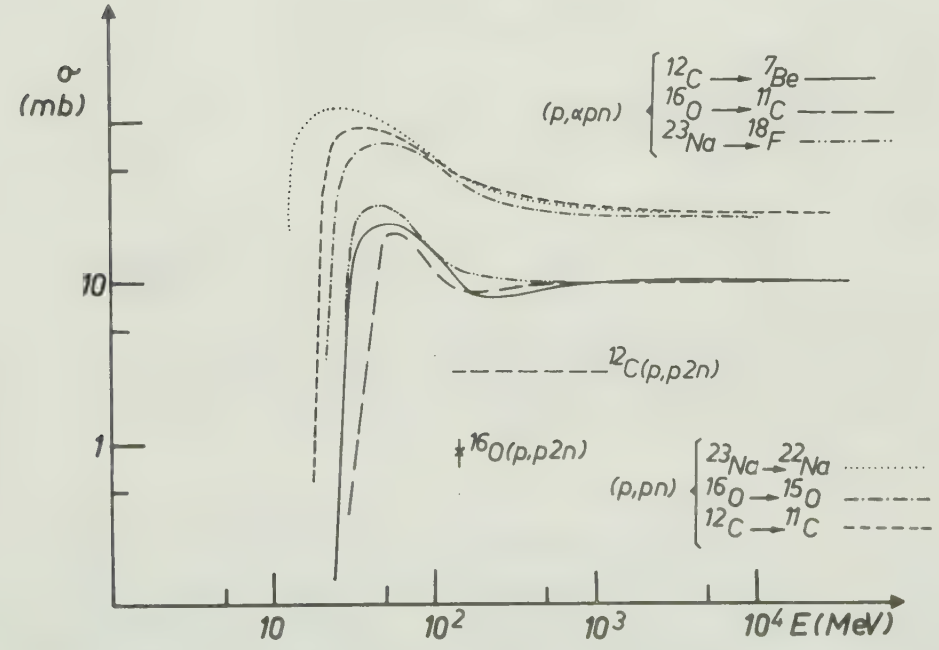


FIG. 16 - Fonctions d'excitations expérimentales de réactions (p.pn) et (p.αpn) dans les mêmes cibles.

Les figures (15) et (16)* montrent l'analogie qui peut exister entre des produits formés suivant le même type de réactions. La figure (15) illustre le cas particulier des réactions simples (p,pn). Même allure générale des fonctions d'excitation : montée rapide au-dessus du seuil puis décroissance après passage par un maximum, jusqu'à une valeur constante à haute énergie. Comme il apparaît dans la figure (16) nous avons inclus dans le groupement G des particules α (= 2p + 2n) qui semblent avoir en effet un rôle très particulier. Une réaction (p,αxnyp) a une section efficace inférieure à une réaction (P,xnyp) mais toujours supérieure à une réaction [p,xn (y+1)p] et quelquefois supérieure même à [p, (x+1)nyp] Fig. (17). Nous reviendrons plus loin sur ce rôle très particulier des α pour le résultat.

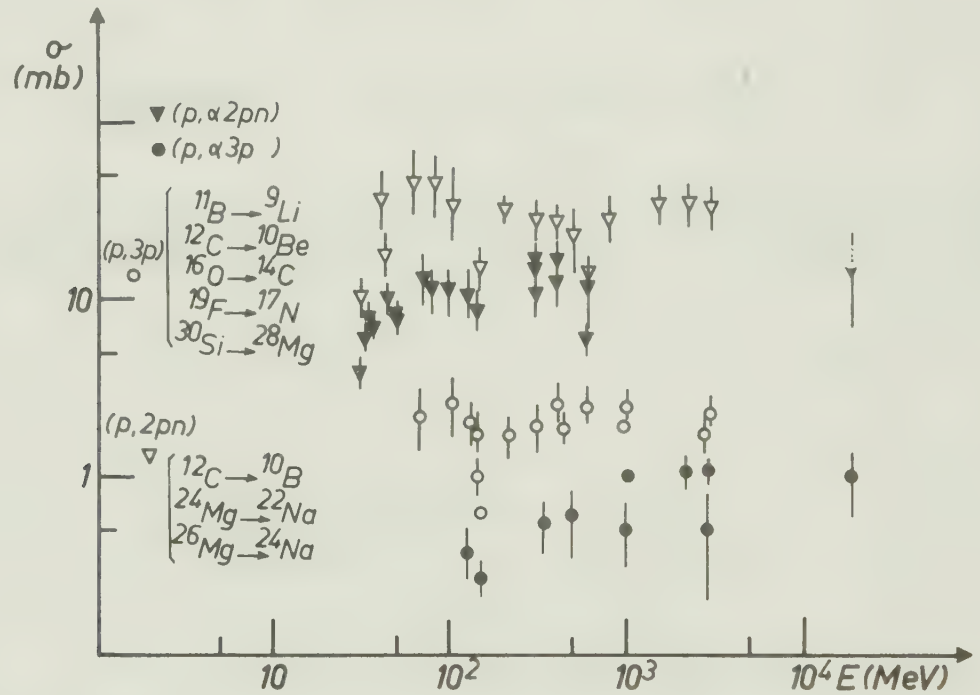


FIG. 17 - Comparaison des sections efficaces de réactions (p,2pn) et (p,3p) avec celles de réactions (p,α2pn) et (p,α3p). Même écart entre celles-ci qu'entre les deux précédentes, mais déplacé vers les sections efficaces plus faibles.

Les réactions simples sont en fait les réactions (p,N) ou (p,2N) N pour "nucléon". Mais dans le cadre de nos préoccupations astrophysiques les réactions (p,n) ne présentent guère d'intérêt. Hormis 3 exceptions, le noyau produit décroît sur la cible de départ par émission β^+ (les réactions (p,n) sur ^{6}Li, ^{9}Be et ^{16}O contribuent aux réactions (p,pn) de ces noyaux, ^{6}Be, ^{9}B et ^{16}F étant émetteurs-protons).

---

* Ces courbes et celles qui vont suivre ont été tracées à partir de sections efficaces expérimentales dont les références figurent dans (64).

Néanmoins, si les sections efficaces de ce type de réaction peuvent avoir des valeurs élevées à basse énergie, elles décroissent à mesure que l'énergie augmente et contribuent très faiblement à la section efficace totale de réaction. Les réactions (p,2n) dans le domaine des noyaux cibles qui nous intéresse ont été très peu étudiées. Elles ont pour résultat des noyaux émetteurs β^+ dont la période est au plus de quelques secondes et sontincluses dans le résultat des réactions (p,pn).

Les réactions (p,pn) (fig. 15) sont parmi les réactions de spallation celles qui ont été le mieux étudiées, y compris sur le plan théorique (dans le cadre de l'approximation d'impulsion, hypothèse selon laquelle les interactions entre nucléons demeurent inchangées à l'intérieur de la matière nucléaire). Nous ferons seulement remarquer ici la similitude qui existe entre les fonctions d'excitation des réactions (p,pn), (p,2p) d'une part, et les fonctions d'excitation de l'interaction (pn) ou (pp) entre nucléons libres.

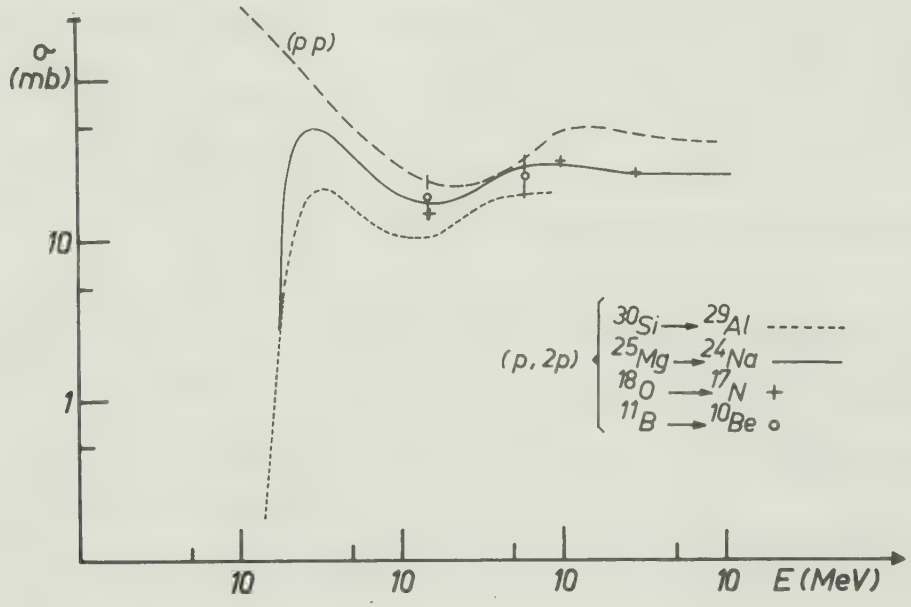


FIG. 18 - Sections efficaces expérimentales de réactions (p,2p) - fonction d'excitation de l'interaction (pp) entre nucléons libres.

Reeder [65], Meneloni et Cumming [66] ont montré sur des noyaux plus lourds (^{54}Fe et ^{68}Zn pour le premier, ^{142}Ce pour les seconds) la constance des rapports $\sigma(p,pn)/\sigma(pn)$ et $\sigma(p,2p)/\sigma(pp)$. Sur la figure (15) on peut remarquer que les $\sigma(p,pn)$ n'augmentent pas pour des énergies supérieures à 300 MeV comme le fait la section efficace entre nucléons libres alors que les $\sigma(p,2p)$ présentent la même remontée que les $\sigma(pp)$ (fig.18). Cette allure générale des réactions (p,pn) et (p,2p) suggère qu'elles

peuvent s'interpréter comme la somme de 2 mécanismes, fig. (19), l'un prédominant à basse énergie - après la diffusion du proton incident sur un nucléon du noyau, les 2 protagonistes ou 1 seul n'ont pas assez d'énergie pour sortir du noyau. Ils excitent généralement ce dernier qui pourra évaporer dans un deuxième temps, 2 nucléons ou 1 seul - l'autre, pour les énergies supérieures au seuil de production des mésons image de la diffusion inélastique (p,p) ou (p,n) (les nucléons étant éjectés du noyau sitôt après le choc). Au-dessus de 1 GeV les sections efficaces de réactions (p,pn) et (p,2p) sont tout à fait comparables et de l'ordre de 20 à 30 mb. Le maximum du pic de basse énergie semble être environ 2 fois moins élevé pour les (p,2p) que pour les (p,pn). Il y a environ le même rapport entre les réactions (p,α) et (p,2α) figures (20) et (21).

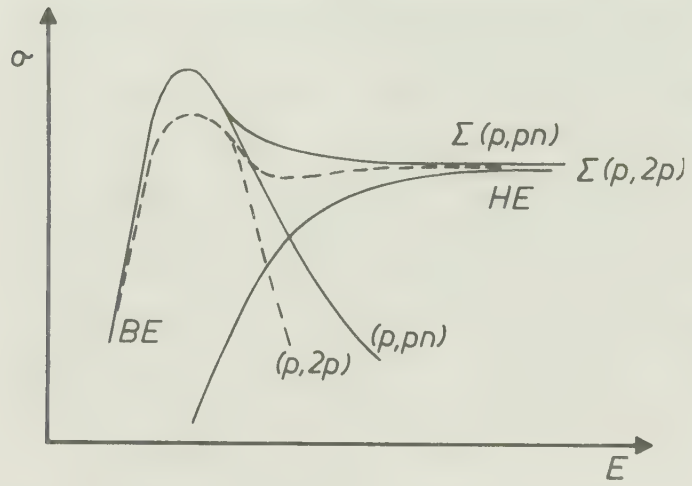


FIG. 19 - Interprétation des réactions (p.pn) et (p.2p) par la somme de 2 mécanismes ; l'un dominant à basse énergie (BE - il y a 3 fois plus d'état possibles pour p + n que pour 2p), l'autre à haute énergie (HE)

On pourra assimiler à ce groupe (pour les formes) les réactions (p,nα) et (p,pα) pour lesquelles seules quelques mesures ont été faites. A haute énergie la première aura une valeur située entre 5 et 10 mb, la seconde entre 10 et 20 mb. L'analogie est moins sélective pour les réactions plus complexes mais elle reste valable à condition de tenir compte de certaines particularités. Par exemple, une réaction (p,pxn) (x > 1) aura une section efficace plus importante dans une cible riche en neutrons que dans une cible symétrique. Mais pour 2 cibles symétriques aussi éloignées que ^{12}C et ^{28}Mg, il ne faut pas oublier que l'augmentation de la section efficace totale de réaction doit avoir des répercussions au niveau des sections efficaces partielles. D'une façon générale, plus les produits formés ont un nombre de masse éloigné de celui de la cible, plus le pic au-dessus du seuil que l'on observe pour les réactions(p,pn) (p,2p) (p,α) (p,2α), s'estompe pour être finalement remplacé par une variation lentement croissante de la section efficace en fonction de l'énergie. Ceci est lié également à la position du seuil du produit considéré par rapport aux seuils des autres isotopes dans la même cible : les premières voies de réactions à s'ouvrir ont des sections efficaces très rapidement croissantes avec l'énergie.

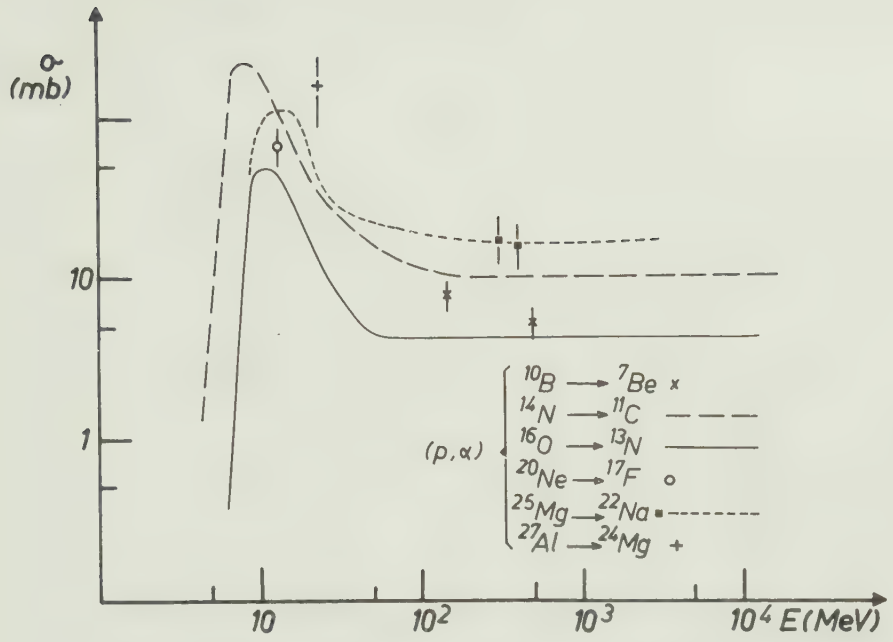


FIG. 20 - Sections efficaces expérimentales de réactions (p,α). On remarque (i) l'ordre analogue à celui des sections efficaces totales de réaction $\sigma_t(^{25}Mg) > \sigma_t(^{14}N) > \sigma_t(^{10}B)$

(ii) le faible poids statistique de ^{13}N.

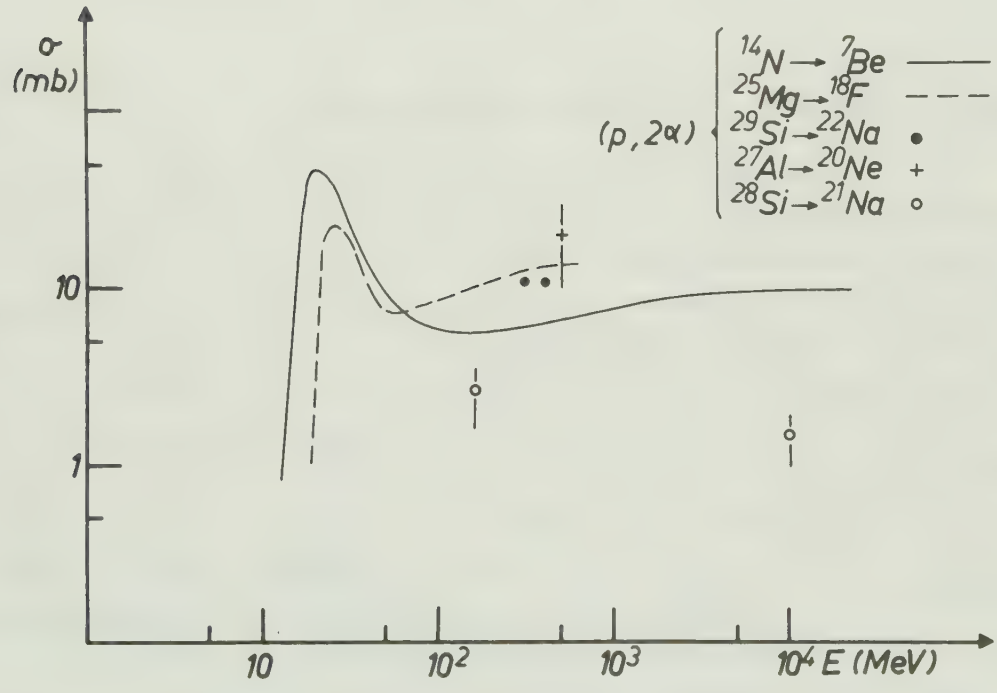


FIG. 21 - Sections efficaces expérimentales de réactions (p,2α)

La fig. (22) illustre une particularité de réactions (p,xp) ; la section efficace varie à peu près d'un ordre de grandeur quand x augmente de 1'unité.

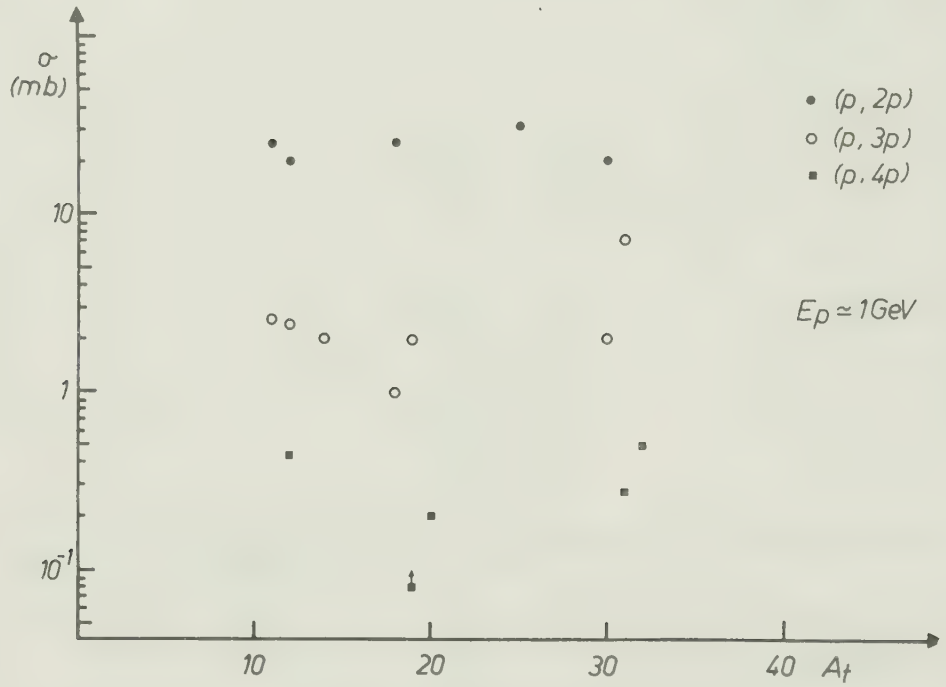


FIG. 22 - Sections efficaces expérimentales de réactions (p,xp) : elles dépendent plus de la valeur de x (2,3,4) que du nombre de masse de la cible (A_t).

Rôle de la cible dans la formation d'un isotope donné

Si on s'intéresse à des produits de plus en plus éloignés de la cible, outre l'analogie qui existe entre les réaction (p,xpyn) et (p,αxpyn), un autre type d'analogie apporte des renseignements très intéressants : le taux de formation du même isotope dans un échantillon de cibles - fig. (23,24,25,26). Si l'isotope considéré est stable ou voisin de la stabilité ($T_{zp} = 0 \pm 1/2$) sa fonction d'excitation présente un pic au-dessus du seuil ou est lentement croissante avec l'énergie suivant le type de réaction par laquelle il est formé. (On a vu précédemment que présentaient des maxima à basse énergie les réactions "simples" (p,pn) et (p,2p) ainsi que les réactions (p,α) (p,2α) (p,αpn) (p,pα)). Dans ce cas, la valeur constante atteinte à haute énergie (∿ quelques GeV) est sensiblement la même pour toutes les cibles : ∿ 10 mb pour le ^{7}Be ; ∿ 5 mb pour ^{11}C, un peu inférieure pour ^{15}O et supérieure pour ^{18}F et entre 1 et 2 mb pour ^{13}N (noyau toujours défavorisé).

Si l'isotope considéré est plus éloigné de la stabilité $T_{zp} = \pm 1, \pm 3/2$; sa fonction d'excitation est plus lentement croissante avec l'énergie et autour de quelques GeV, la valeur de la section efficace toujours faible n'est pas la même dans

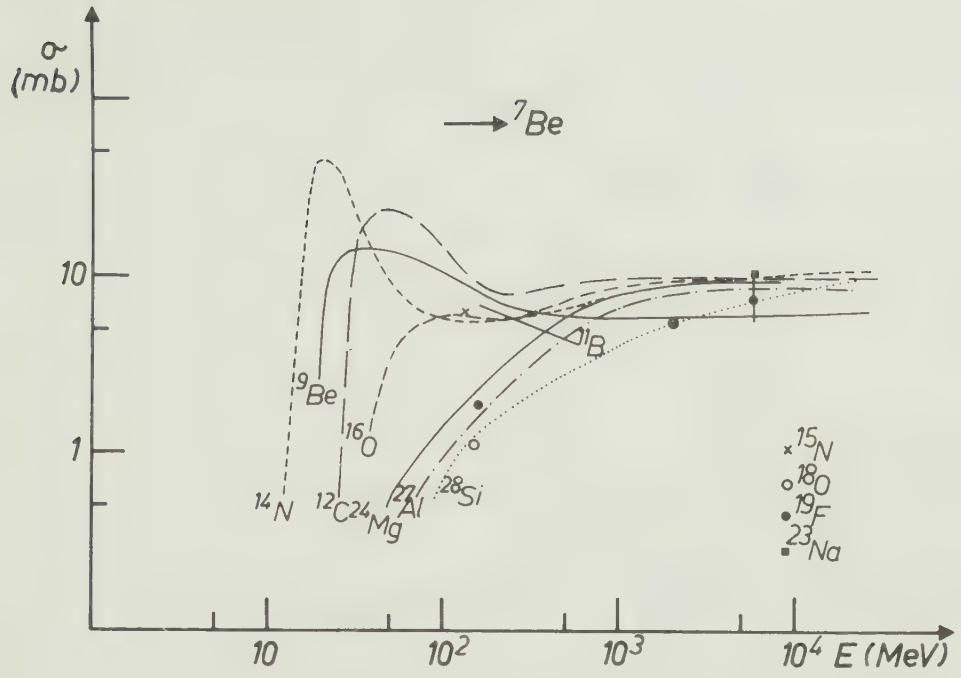


FIG. 23 - Sections efficaces mesurées du ^{7}Be dans différentes cibles :
- pic à basse énergie pour ΔA = 2(p,p n), 5(p,αpn), 7(p,2α)
- valeur faible dans ^{18}O ($T_{zt} = 1$), pour les autres cibles $T_{zt} = 0, \pm 1/2$

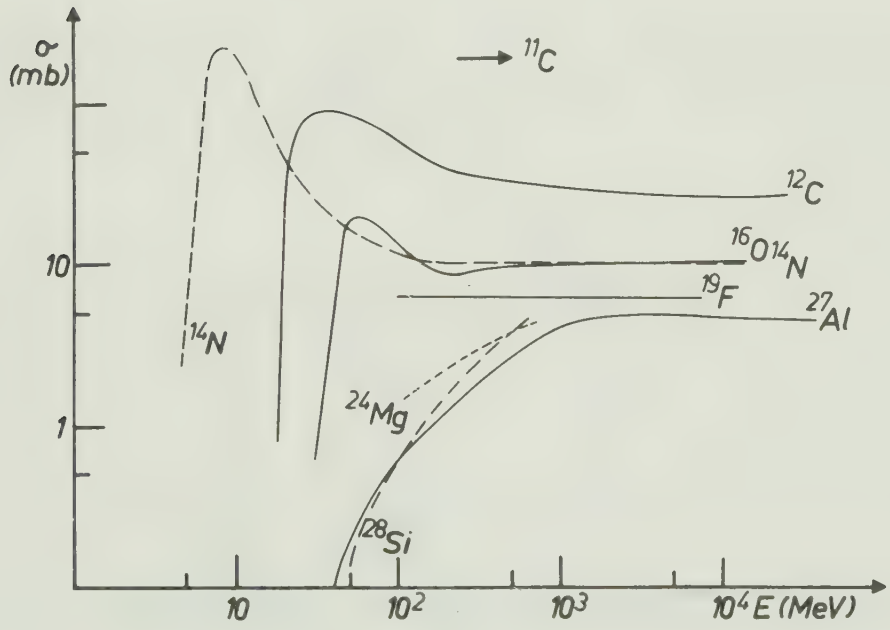


FIG. 24 - Sections efficaces mesurées de ^{11}C dans différentes cibles :
- pic à basse énergie pour ΔA = 1(p,pn), ΔA = 3(p,), ΔA = 5(p,αpn)
- valeur plus élevée dans ^{12}C car réaction simple.

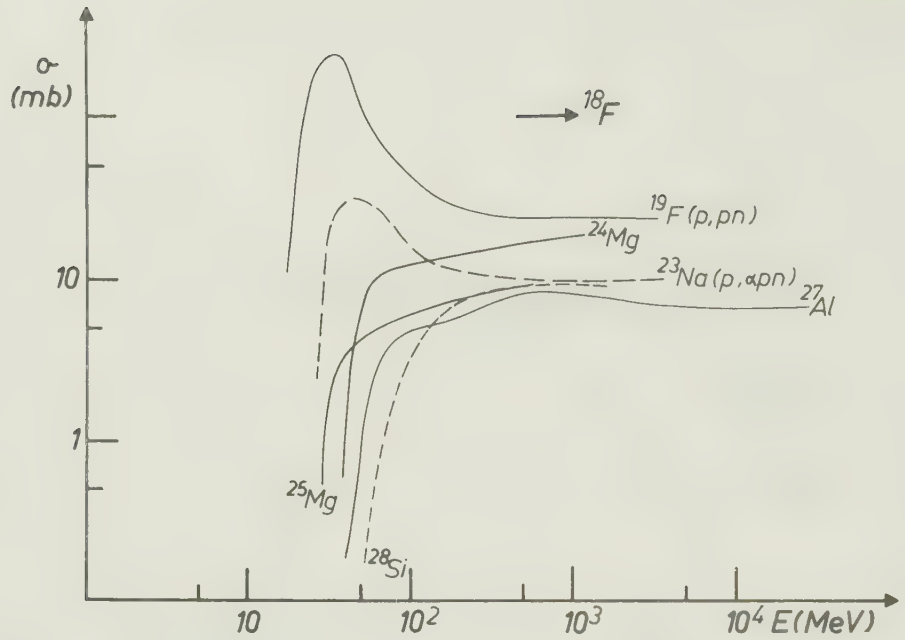


FIG. 25 - Sections efficaces mesurées de ^{18}F dans différentes cibles :
- pic à basse énergie pour $\Delta A = 1(p.pn)$, $\Delta A = 5(p,\alpha pn)$
- valeur plus élevée dans ^{24}Mg que dans ^{26}Mg car $T_{zp}(^{24}Mg) = 0$ et $\Delta T_z = 0$

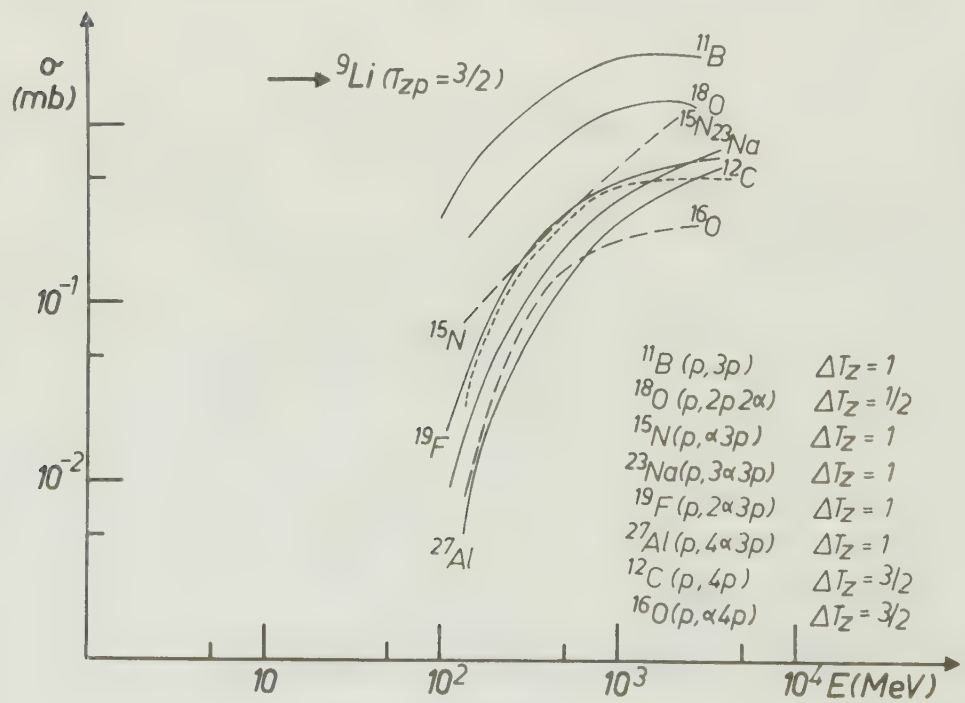


FIG. 26 - Sections efficaces mesurées de ^9Li dans différentes cibles - ΔT_z a plus d'influence que ΔA.

toutes les cibles ; elle est d'autant plus faible que $\Delta T_z = T_{zt} - T_{zp}$ est grand et pour un même ΔT_z elle diminue au fur et à mesure que $\Delta A = A_t - A_p$ augmente (fig. 26) ; (ici la réaction est très "complexe", l'augmentation de la section efficace totale de réaction est sans influence).

Rôle de l'écart de masse entre cible et produit : importance des sous-structures α.

Enfin, ce qui est le plus important du point de vue astrophysique, c'est la section efficace cumulative des isotopes stables (sauf quelques cas particuliers d'isotopes à vie longue dont on verra l'intérêt par la suite).

Les sections efficaces de formation des isotopes stables sont pratiquement inconnues si l'on excepte celles des isotopes des éléments Li, Be, B mesurés dans ^{12}C et ^{16}O par notre groupe, et les isotopes du Ne dans Si-Mg [67].

A partir de toutes les mesures faites dans l'oxygène et le carbone (fig. 27 et 28), il est possible de mettre en évidence le rôle joué par les sous-structures α dans les sections efficaces de réactions. Les groupements (2p + 2n) sont émis beaucoup plus facilement que 4 nucléons et on a toute raison de penser qu'ils sont émis sous la forme de particules α. La valeur de la section efficace du palier ne décroît pas régulièrement lorsque l'écart de masse ΔA entre la cible et le produit augmente. L'expression :

$$\sigma = \sigma_t P \exp(- P\Delta A)$$

doit être modifiée au moins dans les cibles dont la composition en Z et N est proportionnelle à celle de la particule α. (Les résultats expérimentaux sont trop incomplets dans les autres cibles pour pouvoir en tirer arguments). Elle prend la forme :

$$\sigma = \sigma_t P_1 P_2 \exp \left[- P_1 n_\alpha - P_2 \Delta A' \right]$$

où n_α est le nombre maximum de particules α contenu dans ΔA

$$\Delta A' = \frac{\Delta A}{4} - n_\alpha \qquad P_1 < P_2$$

et plus exactement :

$$\sigma = 16 A_t^{2/3} \exp \left[- 0,5 n_\alpha - 0,8 \Delta A' \right] \qquad (11)$$

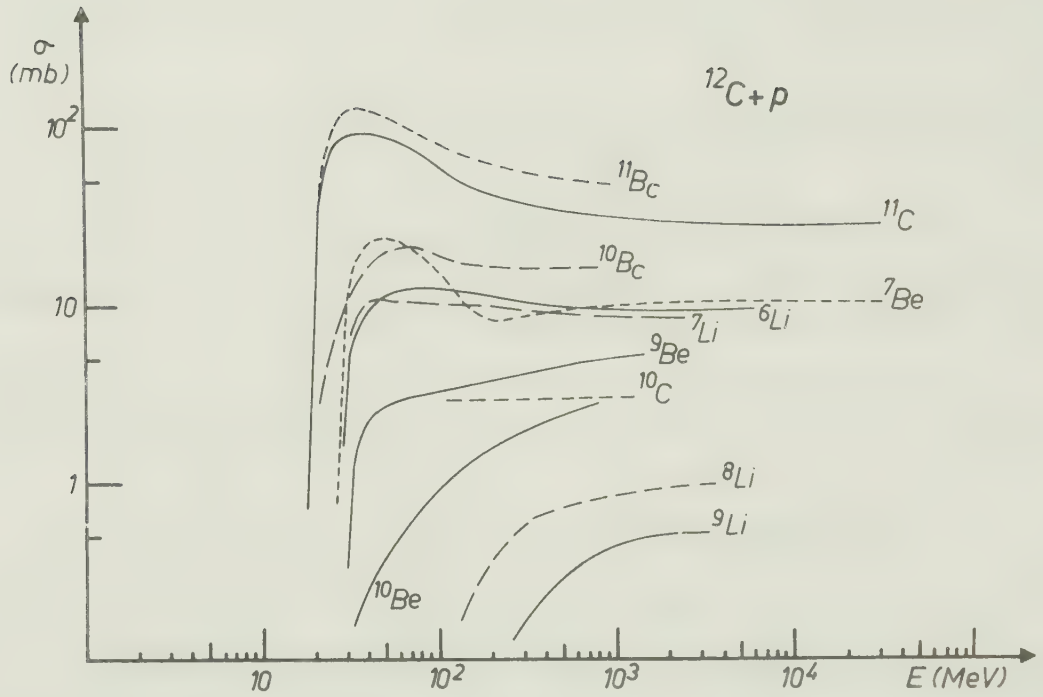


FIG. 27 - Fonctions d'excitations expérimentales des isotopes formés dans la réaction $^{12}C + p$

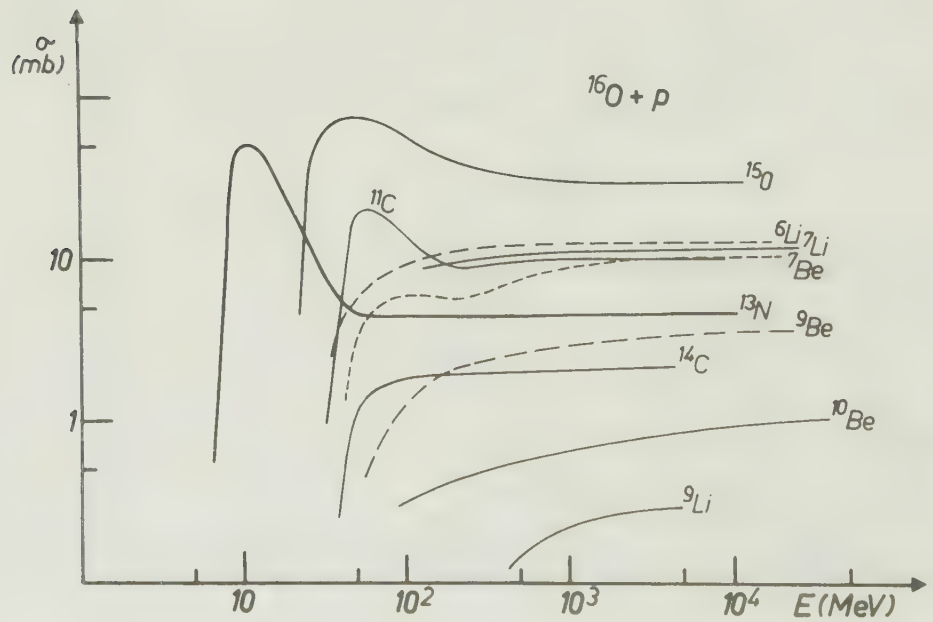


FIG. 28 - Fonctions d'excitations expérimentales des isotopes formés dans la réaction $^{16}O + p$

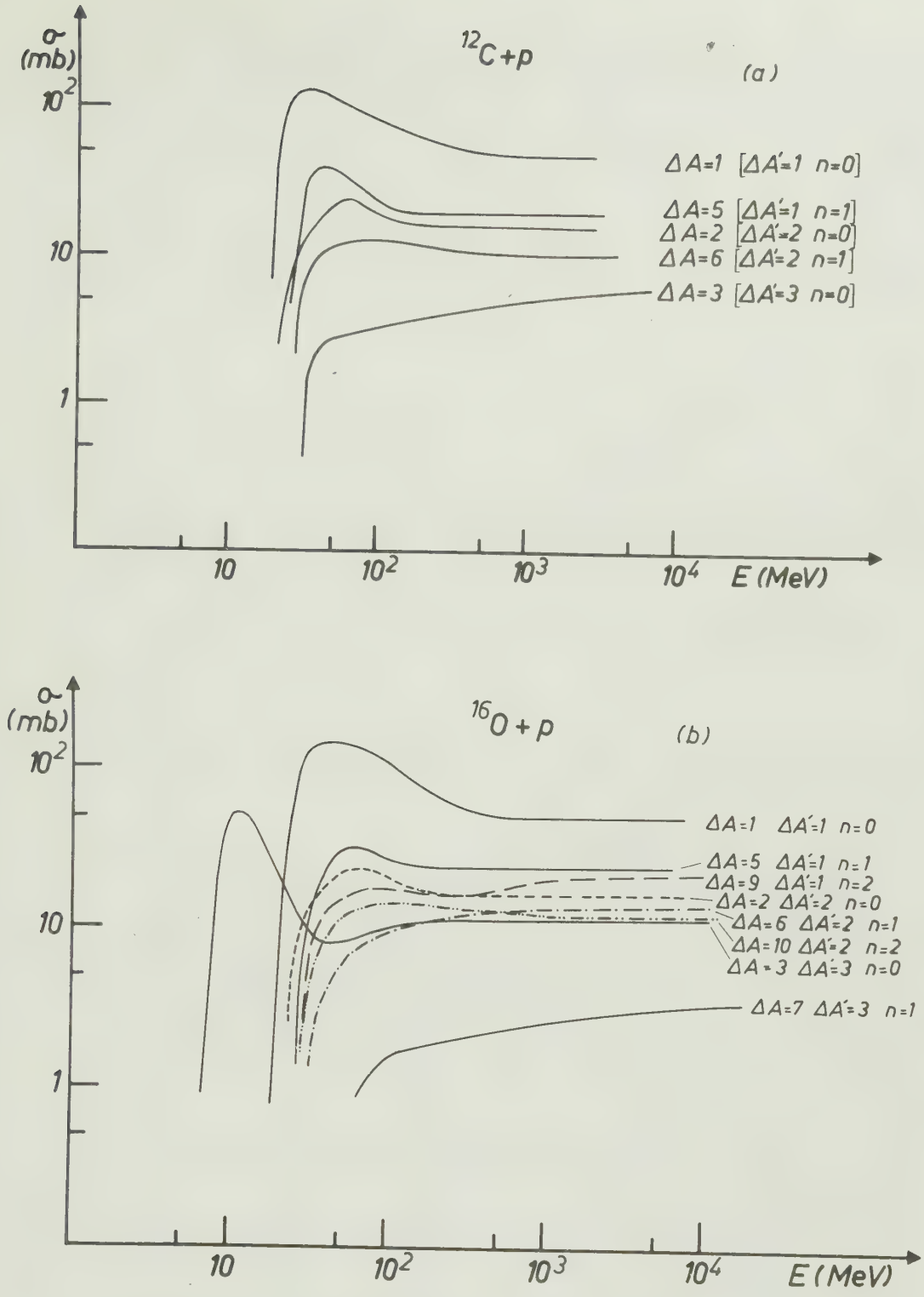


FIG. 29 - Mise en évidence de l'ordre séquentiel des fonctions d'excitation suivant ΔA :
(a) réaction ^{12}C + p
(b) réaction ^{16}O + p

Les figures 29 a et b illustrent bien la séquence des sections efficaces à haute énergie que l'on peut schématiser comme l'indique la fig. 30.

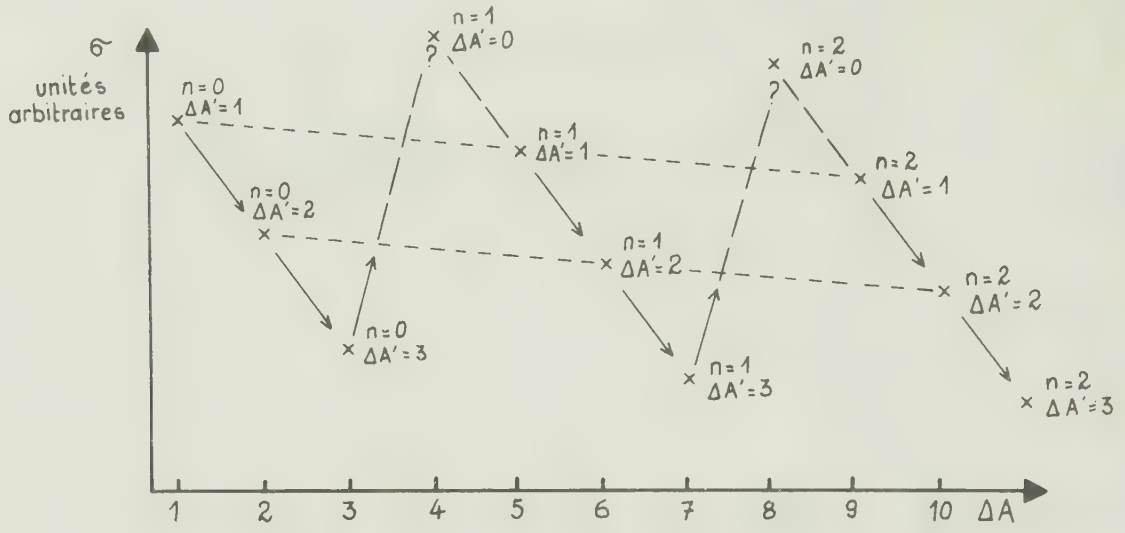


FIG. 30 - Schéma indiquant la variation des sections efficaces à haute énergie des produits de spallation dans des cibles $A_t = k\alpha$ en fonction de l'écart de masse $\Delta A = A_t - A_p$

Le tableau 9 permet de comparer les valeurs calculées à partir de l'expression (11) aux résultats expérimentaux.

TABLEAU 9

Comparaison entre les sections efficaces mesurées et calculées suivant l'expression $\sigma = 16\ A_t^{2/3} \exp\left(-0{,}5\ n_\alpha - 0{,}8\ \Delta A'\right)$

	Valeur calculée (mb)	valeur mesurée à haute énergie (mb)
$^{16}O + p$		
($\Delta A = 1$)	47	$\simeq$ 55
($\Delta A = 5$)	28	25
($\Delta A = 6$)	12	13
($\Delta A = 7$)	6	4
($\Delta A = 9$)	17	22
($\Delta A = 10$)	8	12
$^{12}C + p$		
($\Delta A = 1$)	38	$\simeq$ 45
($\Delta A = 2$)	17	17
($\Delta A = 3$)	7,5	6
($\Delta A = 5$)	22	20
($\Delta A = 6$)	10	10

Par exemple, les sections efficaces de formation de ^{14}N et ^{12}C totalement inconnues dans ^{16}O pourraient être estimées respectivement aux environs de 20 mb et 60 mb. Les mesures faites sur ^{24}Mg et ^{28}Si confirment cette variation des fonctions d'excitation en terme de sous-structures α: l'ordre séquentielle des sections efficaces $[\sigma(\Delta A)]$ peut être vérifié , mais la comparaison entre des valeurs calculées suivant l'expression (11) et les valeurs mesurées n'est pas significative :la plupart des mesures ont été faites dans l'élément naturel, et ne peuvent pas toujours être attribuées à l'isotope le plus abondant [par exemple, le ^{22}Ne dans Mg naturel est le résultat des réactions suivantes :

^{24}Mg (p,3p)	^{25}Mg (p,3pn)	^{26}Mg (p,pα)
$^{24}Mg \simeq 80$ %	$^{25}Mg \simeq 10$ %	$^{26}Mg \simeq 10$ %

et une réaction (p,3p) a une section efficace beaucoup plus faible qu'une réaction (p,pα)]. Par ailleurs, les mesures de sections efficaces cumulatives faites sur les isotopes de Ne sont incertaines.

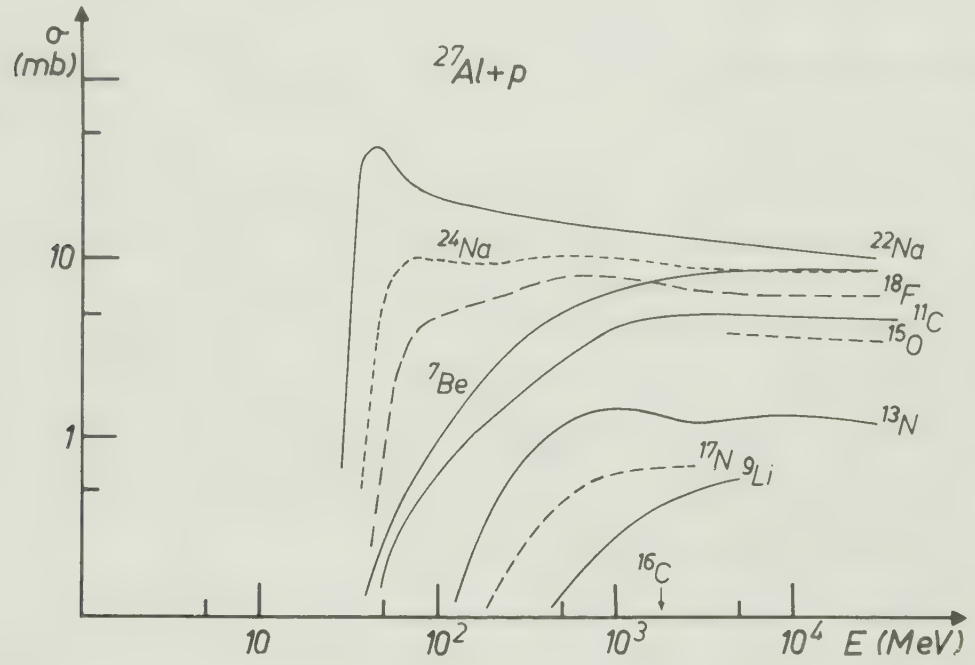


FIG. 31 - Fonctions d'excitations mesurées à partir de la réaction $^{27}Al + p$

Pour aucune des autres cibles ($A_t \neq k\,\alpha$) que nous avons considérées, des rendements cumulatifs d'isobares n'ont été mesurés. Les sections efficaces de quelques isotopes radioactifs sont connues dans ^{14}N, ^{19}F, ^{27}Al (fig. 31) à partir desquelles il est possible d'estimer seulement compte-tenu des analogies que nous avons présentées dans les paragraphes a et b les sections efficaces d'isotopes stables.

Tous les arguments qui viennent d'être présentés dans ce troisième alinéa pourront être utilisés pour estimer les sections efficaces qui n'auront pas été déterminées expérimentalement et qui sont néanmoins nécessaires à la résolution de certains problèmes comme il a été dit précédemment. Une telle estimation peut être rapide ; elle ne nécessite ni ordinateur, ni programmation et nous pensons que son degré d'exactitude est au moins égal à celui des différentes méthodes de calcul proprement dites : calculs statistiques ou formules empiriques à multiples paramètres.

III. B - REACTIONS INDUITES PAR DES PARTICULES α

Les réactions induites par particules α n'ont pas encore été étudiées d'une façon aussi extensive. Les cyclotrons qui permettent l'accélération de ces particules sont encore assez peu développés, en particulier dans le domaine des hautes énergies.

Un grand nombre de mesures de sections efficaces dans les noyaux légers qui nous intéressent ont été effectuées auprès du synchrocyclotron d'Orsay (α de 60 MeV à 160 MeV) [68,23,24,26]. Parallèlement, on sait encore fort peu de choses sur le mécanisme de telles réactions. Quelques tentatives d'interprétation de mesures en terme du modèle classique, cascade - évaporation, ont été faites : l'une [69] considérant la particule α au même titre qu'un nucléon mais avec des sections efficaces d'interaction α - nucléon propres, l'autre [70] considérant la particule comme un assemblage de 4 nucléons dans un volume déterminé, chacun de ces nucléons retrouvant son individualité dans l'interaction avec les nucléons du noyau. Beaucoup d'approximations et de simplifications sont nécessaires : on manque d'information sur les interactions fondamentales et les résultats expérimentaux sur la spallation par les α ne sont pas encore assez nombreux pour qu'il soit possible de valider un modèle particulier.

Nous pouvons néanmoins résumer les caractéristiques qui nous semblent se dégager des mesures effectuées, tableau (10).

Comme cela a été observé dans les cibles lourdes (Cu → U) (9) les réactions induites par α ont toujours un rendement supérieur à celles induites par protons. A haute énergie (des mesures ont été faites aux alentours de 900 MeV) le rapport des sections efficaces est voisin de 2. Quelques fonctions d'excitation de réactions induites par α semblent décroître entre 150 et 900 MeV, contrairement à celles induites par protons. Autour de 150 MeV et a fortiori à plus basse énergie, le rapport des sections efficaces entre réactions induites par α et p peut être encore plus favorable aux premières. Les fonctions d'excitation de réactions induites par α semblent avoir toujours une montée rapide au-dessus du seuil (fig. 32)

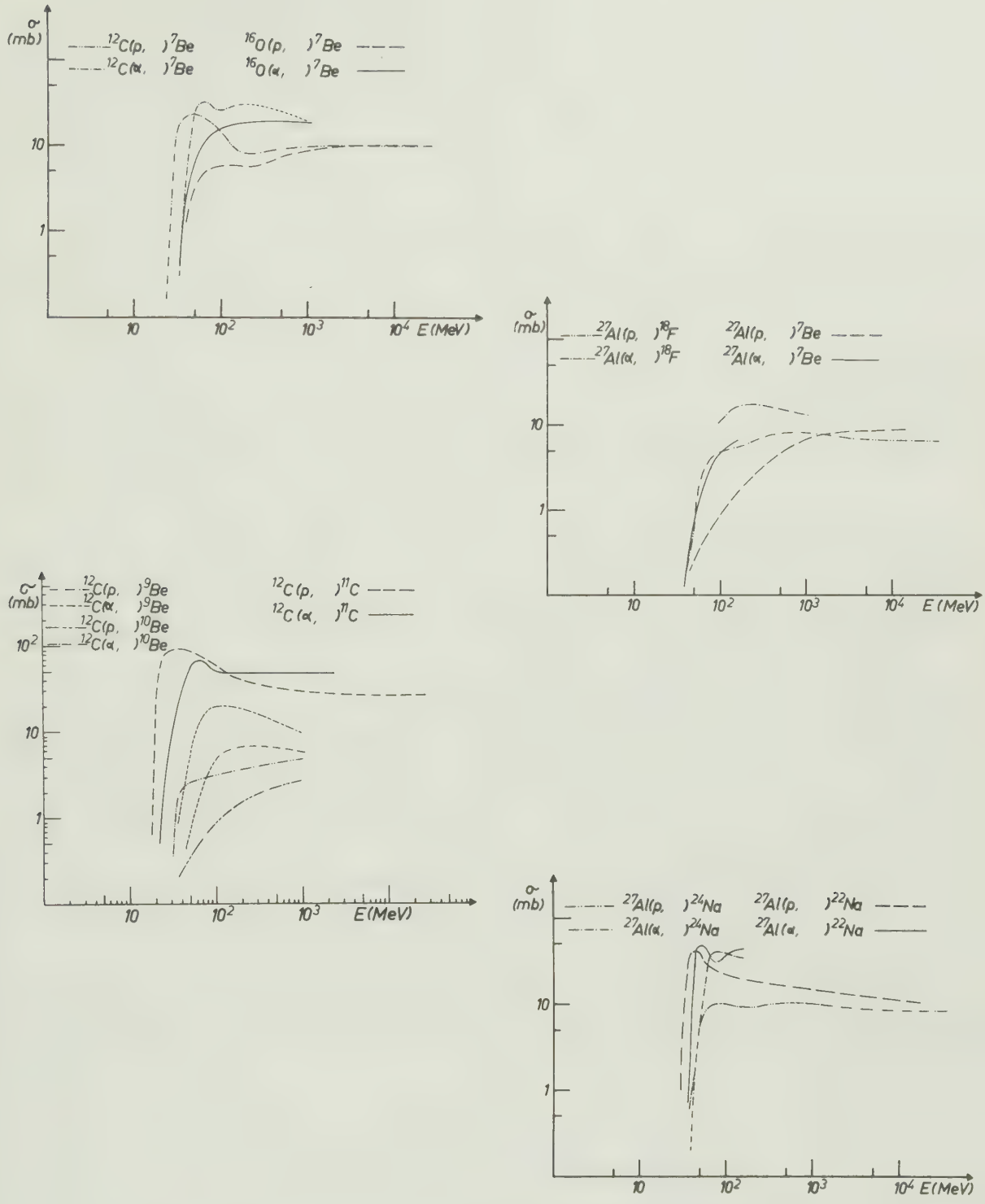


FIG. 32 - Comparaison des fonctions d'excitations de réactions induites par protons et particules α

TABLEAU 10

Comparaison des sections efficaces de formation de différents isotopes dans des réactions induites par protons (σ_p) et par α (σ_α) pour des énergies de 150 MeV et 900 MeV -

Cible	Produit	σ_α (mb) 150 MeV	σ_p (mb) 150 MeV	σ_α/σ_p 150 MeV	σ_α (mb) 900 MeV	σ_p (mb) 900 MeV	σ_α/σ_p 900 MeV
^{9}Be	^{7}Be		9 ± 2 (31)		12,6 ± 0,7 (71)	6 ± 2 (31)	∿ 2
^{12}C	^{6}Li	57 ± 11 (26)	11,6 ± 1,6 (24)	∿ 5	33 ± 5 (24)	15,5 ± 2,2 (24) (600 MeV)	∿ 2,6
	^{7}Li	60 ± 12 (26)	9,2 ± 1,6 (24)	∿ 6	36 ± 6 (24)	13,6 ± 2,1 (24) (600 MeV)	∿ 2,5
	^{7}Be	30 ± 3 (26)	12,1 ± 1,2 (25)	∿ 2,5	20,2 ± 1,2 (71)	11,0 ± 1,1 (25) (600 MeV)	∿ 2
	^{9}Be	21 ± 4 (26)	3,2 ± 0,4 (26)	∿ 7	10,6 ± 1,7 (72)	5,3 ± 0,9 (26) (600 MeV)	∿ 2
	^{10}Be	6,6 ± 1 (26)	1,1 ± 0,1 (26)	∿ 6	6,5 ± 1,4 (72)	2,8 ± 0,6 (26) (600 MeV)	∿ 2
	^{11}C	58 ± 5 (23)	45 ± 3 (25)	∿ 1,5	50 ± 2 (70)	29 ± 1 (25)	∿ 2
^{16}O	^{6}Li	19 ± 3,6	10 ± 1,8 (27)	∿ 2			
	^{7}Li	15,2 ± 3,5	8,5 ± 1,7 (27)	∿ 2			
	^{7}Be	17,8 ± 2,8	4,2 ± 0,8 (27)	∿ 4	18,5 ± 1,3 (71)	8,8 ± 0,4 (25)	∿ 2
	^{9}Be	11,9 ± 2,3	1,7 ± 0,36 (27)	∿ 7			
	^{10}Be	2,0 ± 0,5	0,37 ± 0,12 (27)	∿ 5,5			
	^{11}C		7 ± 1 (30)		18,5 ± 0,9 (71)	10 ± 3 (64)	∿ 2
	^{13}N		5,1 ± 0,9 (30)		6,7 ± 0,5 (71)	6 ± 2 (64)	∿ 1
	^{15}O				46,6 ± 2,4 (71)	30 ± 5 (64)	∿ 1,5
^{27}Al	^{7}Be	6,5 ± 0,5 (68)	1,18 ± 0,15 (30)	∿ 5			
	^{11}C	2,5 ± 0,3 (68)	1,03 ± 0,08 (30)	∿ 2,5			
	^{13}N	0,3 ± 0,05(68)	0,2 ± 0,02 (30)	∿ 1,5			
	^{15}O	4,5 ± 0,5 (68)					
	^{18}F	16 ± 1,6 (68)	5,2 ± 0,3 (30)	∿ 3	12,5 ± 0,7 (71)	8,1 ± 0,6 (25)	∿ 1,5
	^{22}Na	43,7 ± 6,7 (23)	18 ± 3 (25)	∿ 2,5			
	^{24}Na	34,6 ± 2,4 (23)	9,4 ± 0,6 (25)	∿ 4			
^{28}Si	^{7}Be	8,5 ± 0,6 (68)	1,35 ± 0,15 (30)	∿ 6			
	^{11}C	4 ± 0,5 (68)	1,22 ± 0,1 (30)	∿ 3			
	^{18}F	14,5 ± 1,5 (68)	5,4 ± 0,5 (30)	∿ 3			
	^{22}Na	42 ± 3 (68)	18,3 ± 0,4 (30)	∿ 3			
	^{24}Na	16,5 ± 1 (68)	4,5 ± 0,3 (30)	∿ 5			

Cette différence dans les sections efficaces traduit en quelque sorte une différence d'opacité du noyau cible pour un nucléon ou une particule α. Celle-ci a une probabilité plus grande que le nucléon d'être retenue dans le noyau et ceci d'autant plus que son énergie est faible.

CONCLUSIONS

Le but de cette étude semi-empirique des réactions de spallation dans les noyaux légers était de fournir des données nécessaires à l'analyse de nombreux problèmes astrophysiques qui ne sont pas encore accessibles à l'expérience.

Aucune théorie ne permet actuellement un calcul a priori de ces données avec la certitude d'une précision acceptable. C'est pourquoi nous avons pensé qu'une discussion du contenu physique des différentes méthodes de calcul mettant en évidence les paramètres essentiels des réactions et leurs tendances générales serait susceptible d'apporter des renseignements très utiles.

L'analyse des procédés de desexcitation statistique nous a permis de montrer l'analogie profonde du "Break-up" de Fermi et de "l'Evaporation" de Weisskopf. L'intérêt commun de ces deux procédés est finalement de permettre une évaluation de l'espace de phase disponible pour une réaction donnée. L'étude de la systématique des réactions a précisé cette conclusion. A côté de la masse des produits formés (qui intervient dans les bilans d'énergie) on voit apparaître le rôle de l'isospin (qui intervient aussi bien dans l'énergétique que par le biais des rôles respectifs, dans la cascade nucléaire, des collisions sur les neutrons et les protons). Nous en avons déduit une formulation semi-empirique des sections efficaces de spallation dont la formule de Rudstam est un cas particulier. Une étude plus approfondie de la systématique nous a montré ensuite une classification des réactions de spallation où le rôle des sous-structures α semble apparaître de façon naturelle.

Peu de choses peuvent être dites dans l'état actuel des connaissances sur les réactions induites par α. Nous avons néanmoins confirmé que les sections efficaces sont systématiquement plus grandes, indice d'un transfert plus efficace d'énergie au noyau cible.

C H A P I T R E IV

LA NUCLEOSYNTHESE DES ELEMENTS Li, Be, B ET L'IMPORTANCE DES SECTIONS EFFICACES DE SPALLATION

IV.A - EVOLUTION DES MODELES TRAITANT DE L'ORIGINE DES ELEMENTS Li, Be, B

Les éléments Li, Be, B sont toujours observés sur la terre, dans les météorites, à la surface du soleil et de certaines étoiles avec une abondance particulièrement faible comparée à celle des éléments de masse voisine : l'hydrogène et l'hélium ou le carbone, l'azote et l'oxygène.

Sur la fig. (33) nous avons reporté les abondances dites "universelles" des éléments. Elles sont normalisées par rapport à celle du silicium (Si = 10^6). Ce sont en fait les abondances mesurées dans le système solaire (dans les chondrites carbonées, la photosphère et le rayonnement cosmique solaires) mais elles restent valables pour 95 % des étoiles observées, étoiles que l'on qualifie alors de "normales".

Tous les éléments observés ont d'abord été supposés formés au début de l'Univers après l'explosion initiale (le "Big Bang"). L'étude des processus de nucléosynthèse s'est véritablement développée entre 1954 et 1957. A l'origine de ce développement sont les travaux de Bethe et Critchfield [74] et de Von Weizsäcker [75] sur la fusion de l'hydrogène dans les étoiles ; de Salpeter [76] sur la fusion de l'hélium. En 1957, les principaux mécanismes expliquant la formation des éléments à l'intérieur des étoiles étaient reconnus [77]. La courbe d'abondance universelle pouvait s'interpréter dans son ensemble en terme d'une série de réactions thermo-

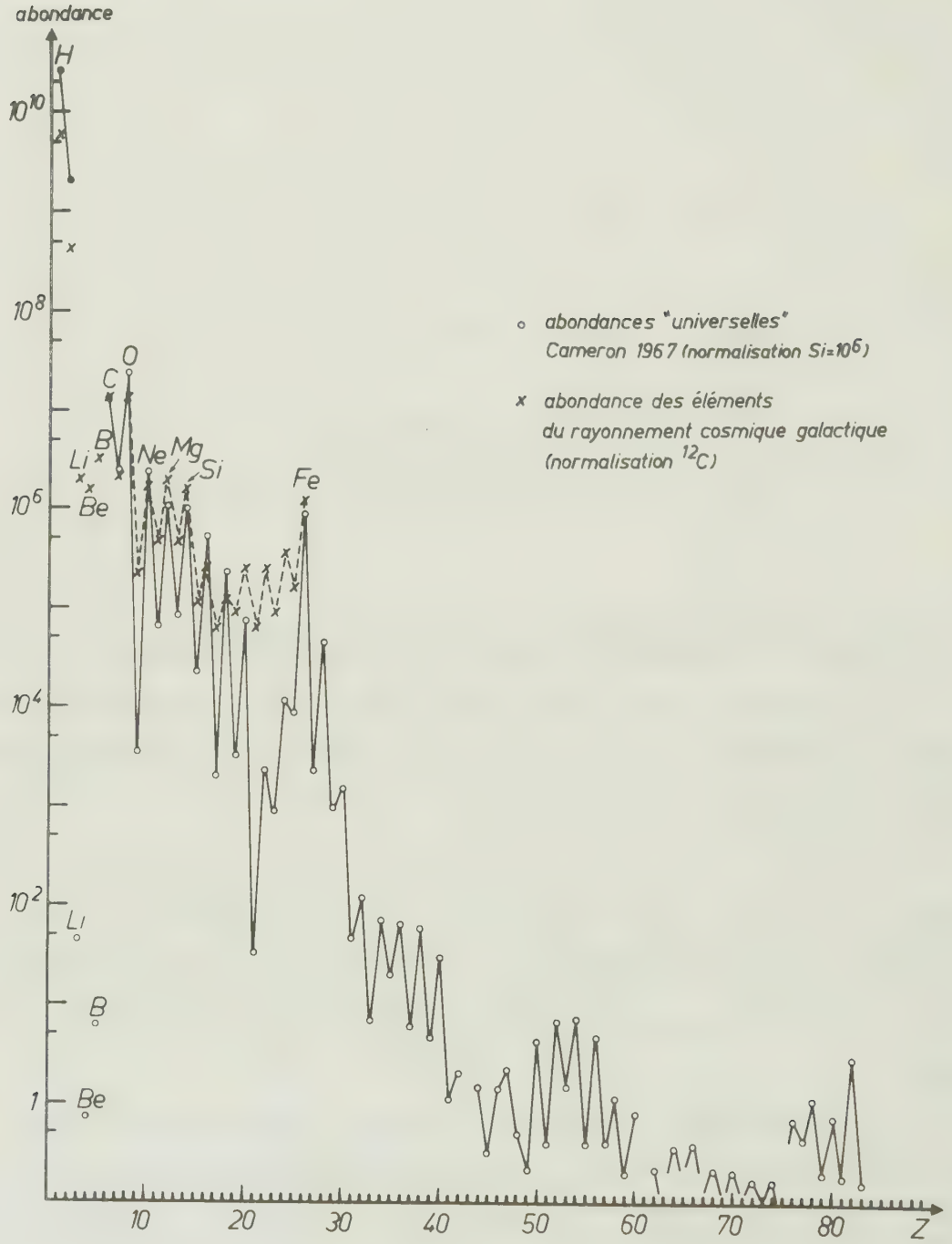


FIG. 33 - Abondances des éléments

nucléaires, exception faite des éléments Li, Be, B très facilement détruits par des réactions de ce type [(p,α)] à quelques 10^6°K .

En 1955, Fowler, Burbidge and Burbidge [1] d'une part, et Hayakawa [2] d'autre part, faisaient l'hypothèse selon laquelle ces éléments pouvaient être formés par des réactions de spallation sur des noyaux de masses immédiatement supérieures - beaucoup plus abondants - et à la surface des étoiles, c'est-à-dire dans un milieu suffisamment froid pour que ces éléments une fois formés ne puissent pas être brûlés. En effet, des protons très énergétiques sont observés dans les éruptions solaires et de nombreuses étoiles semblent présenter comme le soleil une importante activité électromagnétique de surface susceptible d'accélérer des particules. Tous les éléments présents à la surface des étoiles seraient évidemment soumis à ces réactions de spallation, mais seule l'abondance des éléments dont la fraction d'origine thermonucléaire est inférieure à 10^{-9} relativement à celle de l'hydrogène peut en être modifiée d'une façon importante.

Les observations de lithium et beryllium à la surface des étoiles (le bore est inobservable) se développèrent alors, et, en 1960, Bonsack et Greenstein pouvaient interpréter leurs observations en ces termes :

1° - les éléments Li, Be, B peuvent être formés par des réactions nucléaires induites par des particules de haute énergie accélérées par des mécanismes électromagnétiques à la surface ou près de la surface d'étoiles jeunes.

2° - toutes les étoiles n'ont pas le même degré d'activité électromagnétique et par conséquent la même quantité d'éléments Li, Be, B.

En conclusion, ils proposaient que ces éléments observés dans la matière terrestre et météoritique avaient été formés au début du système solaire quand l'activité magnétique et nucléaire était importante.

C'est en 1962 que Fowler, Greenstein, Hoyle [78] faisaient la première étude complète de l'origine de ces éléments. Ils analysaient les caractéristiques du système solaire à son origine en prenant comme point de départ les mesures des rapports isotopiques des éléments lithium et bore (le beryllium n'a qu'un seul isotope stable ^{9}Be) dans la terre et les météorites. Ils devaient estimer les rapports isotopiques obtenus par réactions de spallation non encore mesurés à cette époque. Ces estimations étaient différentes des rapports observés, il fallait donc un second mécanisme pour expliquer cette différence. Compte-tenu des données nucléaires alors connues, ils retenaient pour celui-ci les réactions de capture de neutrons thermiques. Leur modèle était en bon accord avec les grandes lignes du modèle de l'origine du système solaire de Hoyle et avec les premiers stades d'évolution de ce système tels que Urey les décrivait sur des bases géophysico-chimiques.

Puis notre groupe obtenait les premiers résultats des mesures de sections efficaces de formation des isotopes de lithium par réaction de spallation sur l'oxygène et le carbone. Ces résultats, différents de ceux prévus par Fowler, Greenstein, Hoyle conduisaient Gradsztajn à proposer en 1965 (4) une variante à leur modèle, développée ensuite par Bernas, Gradsztajn, Reeves, Schatzman (5). L'essentiel des idées de Fowler, Greenstein et Hoyle restait valable : formation des éléments Li, Be, B par réaction de spallation et nécessité d'un mécanisme nucléaire secondaire. Les modifications portaient sur :

- le choix des éléments cibles : carbone, azote, oxygène, dans la nébuleuse solaire primitive au lieu de l'oxygène et du silicium des planetésimaux originels ;

- le choix du mécanisme secondaire : réactions thermonucléaires (p,α) dans le soleil à environ 2 10^{6}°K réactions qui permettent d'altérer le rapport isotopique du lithium sans altérer celui du bore. En effet, le rapport isotopique du bore mesuré dans les météorites est semblable à celui obtenu par spallation d'un gaz de composition analogue à celle de la surface solaire, irradié par des protons dont les énergies seraient celles du rayonnement cosmique solaire. Les observations des rapports isotopiques du lithium à la surface de certaines étoiles étaient en bon accord avec ces idées.

Néanmoins, une autre possibilité pouvait être envisagée pour expliquer l'écart entre les rapports isotopiques observés et ceux qui résultent de réactions de spallation. En effet seuls les résultats de spallation par des protons d'énergie supérieure à 100 MeV étaient connus et avaient été utilisés comme élément de comparaison. Mais aux énergies inférieures à 100 MeV et voisines du seuil de formation de chacun des isotopes, la variation des sections efficaces n'était pas connue. Elle pouvait être telle qu'il soit possible de rendre compte des rapports naturels en irradiant par des protons d'énergies convenablement distribuées. C'est pourquoi nous avions entrepris des mesures de sections efficaces à basse énergie. Nos mesures, ajoutées à celles du groupe du Michigan State University (41) prouvèrent qu'il n'était pas possible de former du lithium directement avec un rapport isotopique naturel (12,5) dans des réactions induites par protons. Dans le carbone, l'azote et l'oxygène le rapport de formation $^{7}Li/^{6}Li$ peut varier au maximum de 1 à 3 pour des énergies de protons allant de 25 MeV à quelques GeV.

En 1970, une objection physique majeure et de nouvelles observations astronomiques allaient remettre en question la validité des théories autogéniques (chaque étoile produisant ses propres éléments L en surface) :

1° - L'objection au modèle de Bernas, Gradsztajn, Reeves et Schatzman concernait l'énergie totale impliquée par le processus. Des calculs détaillés conduisaient Ryter, Reeves, Gradsztajn et Audouze (7) à la conclusion que pour rendre compte de l'abon-

dance observée de lithium par rapport à l'hydrogène dans les étoiles T Tauri (10^{-9}) il faudrait convertir pour l'accélération de protons une quantité totale d'énergie d'au moins 10^{48} ergs, énergie comparable à l'énergie gravitationnelle totale de l'étoile, seule énergie disponible.

2° - De nouvelles observations spectroscopiques allaient à l'encontre d'autres plus anciennes qui avaient favorisé l'hypothèse autogénique. En particulier :

- à la suite de mesures plus exactes de l'abondance de Be solaire (79) (80), toutes les abondances stellaires de cet élément ont été divisées par un facteur 20*,

- aucune étoile ne possède une abondance de lithium plus élevée que la limite supérieure de celle du milieu interstellaire (81),

- la nébulosité entourant l'étoile T Tauri provient de l'étoile même et l'absence de lithium qu'on y observe ne renseigne pas sur la composition du milieu interstellaire à partir duquel l'étoile s'est formée (82),

- enfin, l'existence de ^6Li à la surface des étoiles est sérieusement mise en doute par les observations récentes de J.G.Cohen (83). Herbig en 1964, à partir d'un spectre photographique, avait indiqué pour certaines étoiles un rapport $^7Li/^6Li \sim 2$ à 5. La méthode interférométrique utilisée par J.G. Cohen pour ces mêmes étoiles indique un rapport $^7Li/^6Li \gtrsim 10$.

Ces observations ajoutées aux nouvelles mesures de sections efficaces (en particulier celles induites par les particules α) permettaient de reprendre une hypothèse que Bernas, Gradsztajn, Reeves, Schatzman avaient écartée sur la base des données alors disponibles. Les éléments Li, Be, B seraient formés par l'interaction du rayonnement cosmique galactique avec les atomes du milieu interstellaire (8). Les lithium et beryllium observés à la surface des étoiles proviendraient donc de la matière interstellaire à partir de laquelle ces étoiles se sont condensées. Ils ne seraient plus fabriqués par l'étoile même comme les modèles précédents le supposaient. C'est en particulier pour l'étude quantitative de ce modèle que nous avons développé la systématique des réactions de spallation dans les noyaux légers et que nous avons réalisé nos expériences.

Après avoir fait le point des observations de Li, Be, B dont tout modèle doit rendre compte nous discuterons de leur origine "galactogénique" dans le contexte des derniers développements des modèles de nucléosynthèse (" Big-Bang" et "little bangs" de Wagoner, Fowler, Hoyle (84), modèle d'évolution de la galaxie de Cameron (100).

---

* les mesures d'abondance dans les étoiles sont toujours normalisées par rapport aux mesures solaires .

IV.B - LES OBSERVATIONS

IV.B.1. Les observations stellaires

Lithium

De très nombreuses observations de Li stellaire ont été faites ; elles ont été répertoriées et analysées par Conti et Wallerstein en 1969 (85). Très récemment Zappala (81) a confirmé, grâce à des mesures très précises à l'aide d'un spectrographe à grande dispersion, les caractéristiques essentielles de l'abondance du Li dans les étoiles.

1° - Les abondances de Li mesurées à la surface des étoiles sont toujours inférieures à la limite supérieure de l'abondance du lithium interstellaire.

$$Li/H \leqslant 2{,}5\ 10^{-9}.$$ *

2° - Pour les étoiles de même âge (étoiles d'un amas par exemple), l'abondance du lithium est corrélatif à la classe spectrale de l'étoile, c'est-à-dire en quelque sorte à sa température superficielle. La fig. 34 représente la variation d'abondance de Li dans les étoiles de 2 amas : les Hyades $\sim 9\ 10^8$ ans
les Pleïades $\sim 7\ 10^7$ ans

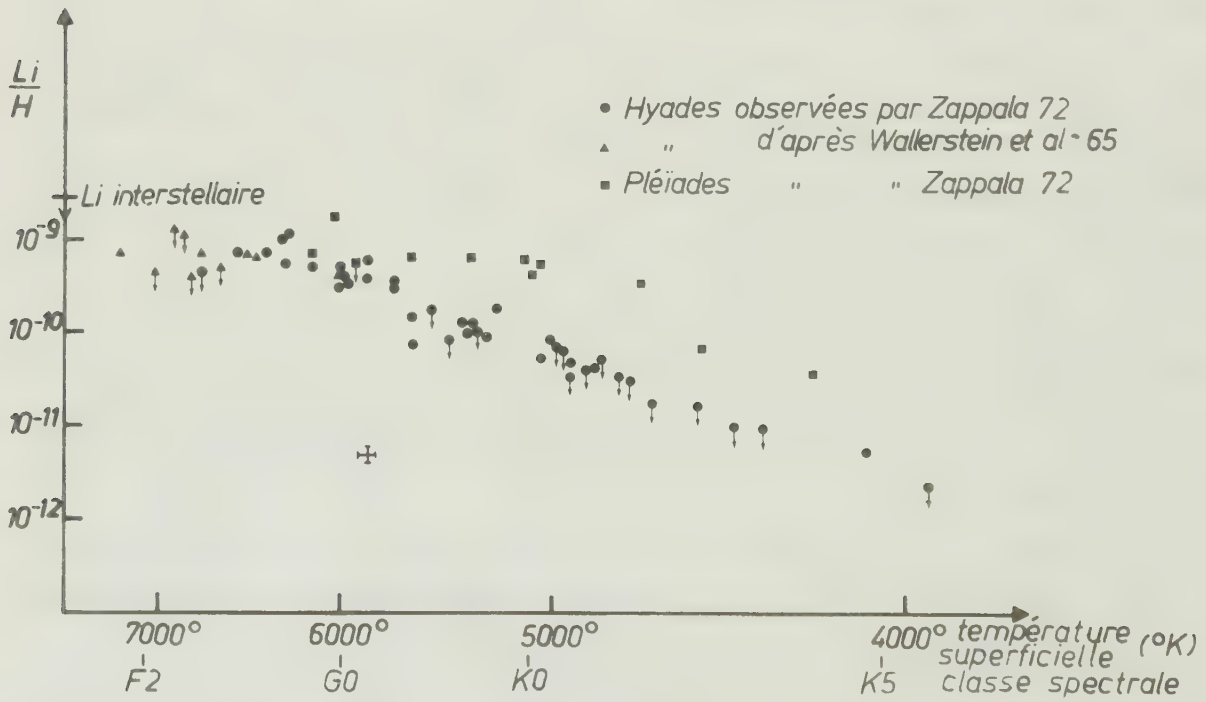


FIG. 34 - Abondances de lithium dans les étoiles de 2 amas : les Hyades $\sim 9\ 10^8$ ans, les Pleiades $\sim 7\ 10^7$ ans

* Les abondances solaires et stellaires sont mesurées par rapport à celle de l'hydrogène alors que les abondances météoritiques le sont par rapport au silicium. La comparaison est rendue possible par l'intermédiaire du rapport des abondances N(Si)/N(H) solaires.
Nous adoptons la convention d'écriture : N(Si) / N(H) = Si/H.

Or les étoiles de ces amas dont la température superficielle est supérieure à 6800° K n'ont pas une zone convective assez profonde (donc assez chaude) pour détruire du lithium. Elles devraient donc avoir préservé leur Li primordial.

Dans les Hyades cette abondance initiale serait : $Li/H \simeq 8\ 10^{-10}$
Dans les Pleïades " " $\simeq 10^{-9}$
Dans Praesape " " $\simeq 1{,}6\ 10^{-9}$

3° - Des abondances tout à fait comparables ont été observées dans des étoiles jeunes qui au cours de leur évolution n'ont pas encore pu brûler leur lithium.

FU Ori (la moins évoluée) : $Li/H \simeq 10^{-9}$
NGC 2264 $\simeq 10^{-9}$
T Tauri $\simeq 5\ 10^{-10}$

Les étoiles T Tauri avaient joué un rôle important jusqu'alors. Elles semblaient posséder plus de lithium que le milieu interstellaire. Or les récentes mesures indiquent des abondances toutes inférieures à la limite interstellaire. Néanmoins les mesures d'abondance de lithium dans de nombreuses étoiles T Tauri ne peuvent être précises à cause de la localisation de la raie Li I sur leur courbe de croissance. Elles doivent donc être prises en compte avec prudence.

En ce qui concerne le rapport isotopique $^7Li/^6Li$ compte-tenu de la difficulté à le mesurer et des dernières observations [83] bénéficiant d'une technique expérimentale perfectionnée, nous considérons :

$$^7Li/^6Li \gtrsim 10$$

Beryllium

Comme les isotopes du lithium, le beryllium ne peut être observé que dans les étoiles les plus brillantes :

1° - aucune étoile ne contient plus de beryllium que l'espace interstellaire

$$Be/H \lesssim 8\ 10^{-11}$$

2° - la variation de l'abondance du beryllium en fonction de la classe spectrale de l'étoile est indiquée sur la fig. 35. Les étoiles dont la zone convective est la moins profonde ont le moins de Be. Il semblerait donc qu'on ne puisse pas parler ici de destruction de Be initial. De plus le Li est détruit plus facilement que le Be or il est particulièrement abondant dans les étoiles les plus pauvres en beryllium.

Nous retiendrons donc que : $Be/H \lesssim 5\ 10^{-11}$

Le rapport Li/Be peut atteindre une valeur voisine de 100 dans les étoiles dont la zone convective est peu profonde (classe F0 à F3).
Le bore n'est pas observable dans les atmosphères stellaires.

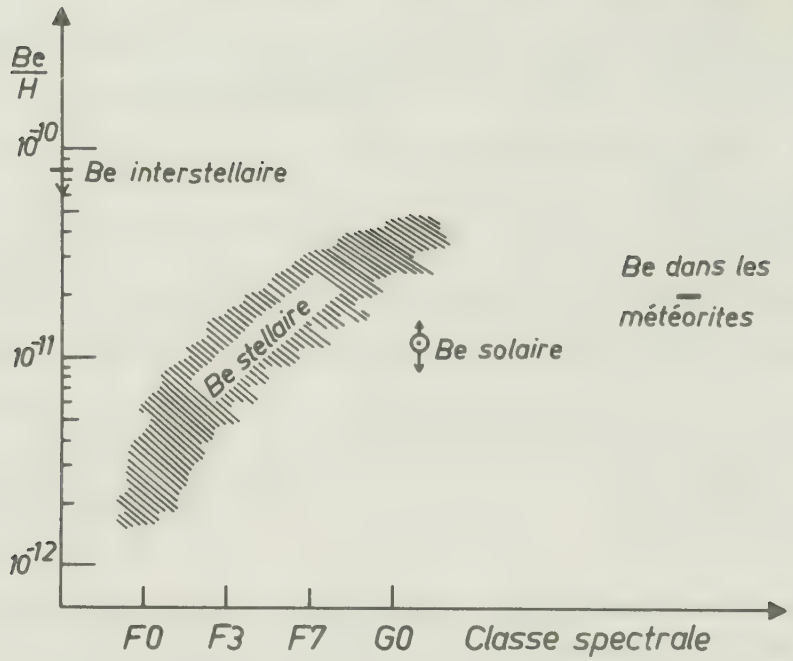


FIG. 35 - Les abondances de beryllium observées

IV.B.2. Observations dans le système solaire

Lithium

L'abondance du lithium est difficile à mesurer à la surface du soleil car elle y est faible (les raies peu intenses sont en outre recouvertes par des raies d'autres éléments - CN -). Ici encore des modifications ont été apportées par de récentes observations à la valeur précédemment admise.

Compte-tenu des mesures effectuées par Brault et Müller [86] dans la photosphère, par Wiehr, Stellmacher et Schröter [87] ; Traub et Roesler [88] ; Engvold Moe et Maltby [89] dans les tâches solaires nous retiendrons :

$$Li/H_{\odot} \simeq 4\ 10^{-12} \text{ à } 10^{-11}$$

Nous adopterons pour le rapport $^{7}Li/^{6}Li$ la valeur [88][87] :

$$^{7}Li/^{6}Li_{\odot} \gtrsim 15$$

Beryllium

Grevesse [79], Hauge et Engvold [80] ont mesuré l'abondance du beryllium solaire. Les valeurs qu'ils rapportent sont en bon accord, nous retiendrons :

$$Be/H_{\odot} \simeq 9\ 10^{-12} \text{ à } 1\ 5\ 10^{-11}$$

Bore

Engvold [90] a abaissé la limite supérieure de l'abondance de bore indiquée par Grevesse [79]

$$B/H_{\odot} < 3\ 10^{-10}$$

Dans la matière planétaire du système solaire et en particulier dans les météorites les abondances sont mesurées avec plus de précision. Néanmoins des fractionnements chimiques peuvent avoir modifié des abondances initiales (certaines abondances de bore varient d'un facteur 10 [91]. Nous aurons en général beaucoup plus confiance dans les rapports isotopiques. En effet, ceux-ci ont été mesurés dans de très nombreux échantillons terrestres, météoritiques et lunaires. Ils sont constants à l'intérieur des limites que nous indiquons (cf. chap. I).

$$^{7}Li/^{6}Li = 12,4 \pm 0,2$$

$$^{11}B/^{10}B = 4,1 \pm 0,1$$

Pour les chondrites carbonées qui sont les plus représentatives de la matière solaire originale les valeurs suivantes sont en général données :

pour le type I	$Li/H \sim 2\ 10^{-9}$		
II	Li/H	$6\ 10^{-10}$	(92) (93)
	Be/H	$2\ 10^{-11}$	(94)
	B/H	$3\ 10^{-10} - 9\ 10^{-9}$	(91)

L'ensemble de ces observations est résumé sur les figures 35 et 36. On peut remarquer que l'abondance du lithium dans les météorites est comparable à l'abondance dans les étoiles les plus riches. Celle-ci semble représenter une abondance initiale. L'abondance du lithium interstellaire ne va pas à l'encontre de ce point de vue. Par contre cet élément semble avoir été détruit à la surface du soleil (vraisemblablement par des réactions thermonucléaires dans la zone convective). Au contraire l'accord général qui existe entre les abondances de beryllium mesurées dans les météorites, le soleil, et en moyenne dans les étoiles, montre que la température maxima de la zone convective n'a pas été suffisante pour détruire le beryllium.

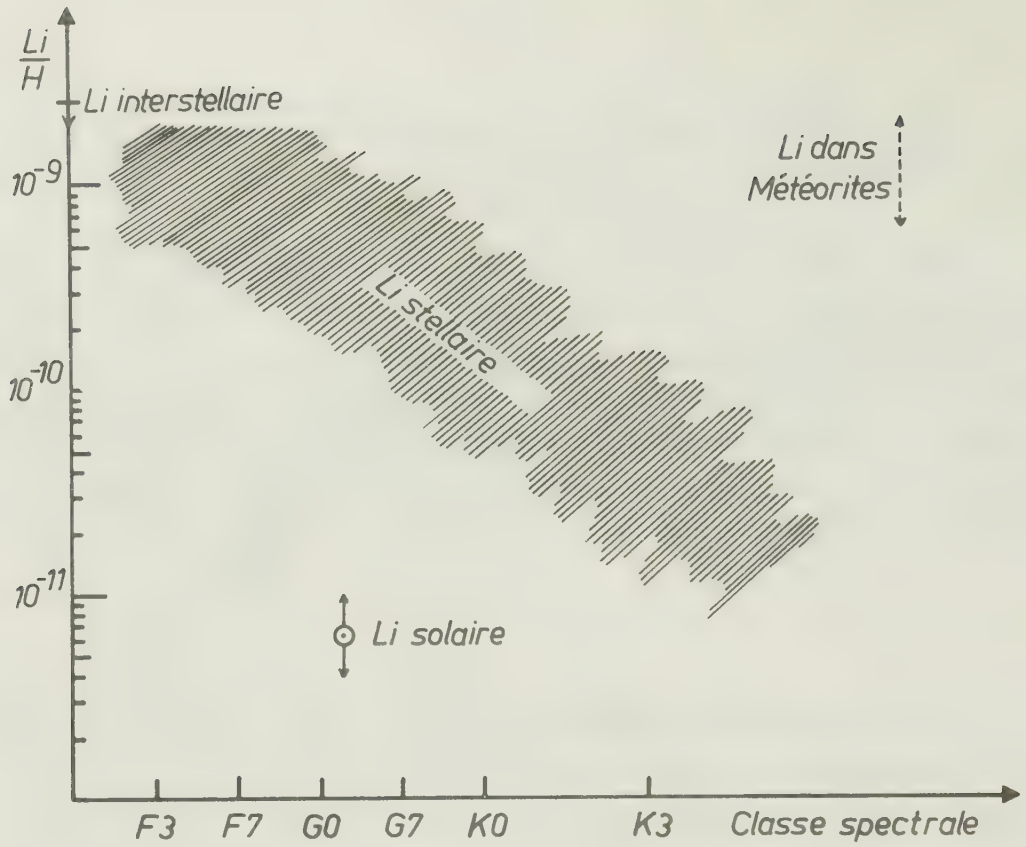


FIG. 36 - Les abondances de lithium observées

IV.C - LA FORMATION DES ELEMENTS Li, Be, B DANS L'INTERACTION DU RAYONNEMENT COSMIQUE GALACTIQUE AVEC LE MILIEU INTERSTELLAIRE

Le principe de la formation des éléments légers rares au cours de réactions nucléaires induites par des particules à haute énergie, semble maintenant bien établi. Avant d'expliquer comment ils peuvent être formés par interaction du rayonnement cosmique galactique avec les atomes du milieu interstellaire, nous allons rappeler quelques caractéristiques essentielles déduites des observations.

IV.C.1. Le Rayonnement Cosmique Galactique.

Les éléments naturels se retrouvent dans la composante nucléaire du rayonnement cosmique galactique sous forme de particules accélérées jusqu'à des énergies de quelques 10^{10}eV par nucléon. L'abondance relative, et la distribution en énergie des éléments de $Z \leqslant 26$ ont été mesurées par de nombreuses expériences en ballon et en satellites. Les abondances reportées sur la fig.33 sont normalisées par rapport au carbone et valables pour des particules d'énergie comprise entre 100 MeV/n

et 2 GeV/n. Dans le rayonnement cosmique l'abondance relative des éléments Li, Be, B est d'environ 6 ordres de grandeur plus élevée que dans le milieu interstellaire. Mais si on compare aux abondances absolues, les éléments L du milieu interstellaire sont 10^4 fois plus nombreux :

	$\frac{Li + Be + B}{H}$	Nombre d'atomes H/cm^3	Nombre d'atomes L/cm^3
milieu interstellaire	$\simeq 3\ 10^{-9}$	$\simeq 1$	$\simeq 3\ 10^{-9}$
rayonnement cosmique galactique	$\simeq\ 10^{-3}$	$\simeq 3\ 10^{-10}$	$\simeq 3\ 10^{-13}$

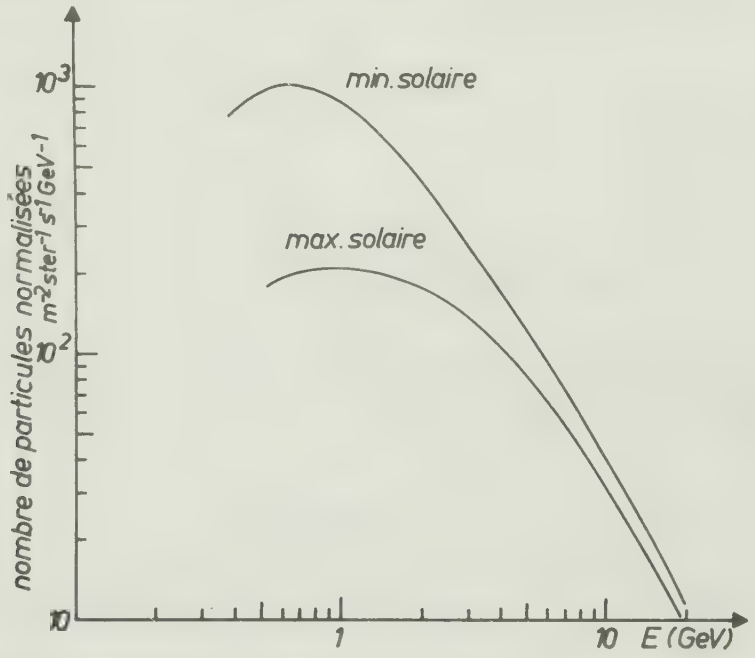


FIG. 37 - Variation avec l'activité solaire de la distribution en énergie des particules du rayonnement cosmique galactique telle qu'elle est observée au voisinage de la terre (d'après Webber, Handbuch der Physik, vol.XLVI/2)

Les flux de ces particules ont été mesurés au-delà de la magnétosphère mais toujours à l'intérieur du système solaire. Or, des nuages de particules ionisées et des champs magnétiques associés au vent solaire défléchissent les particules cosmiques de basse énergie et les empêchent de pénétrer à l'intérieur du système solaire. Ce phénomène dit de "modulation" dépend très fortement du niveau d'activité du soleil comme le montre la fig. 37.

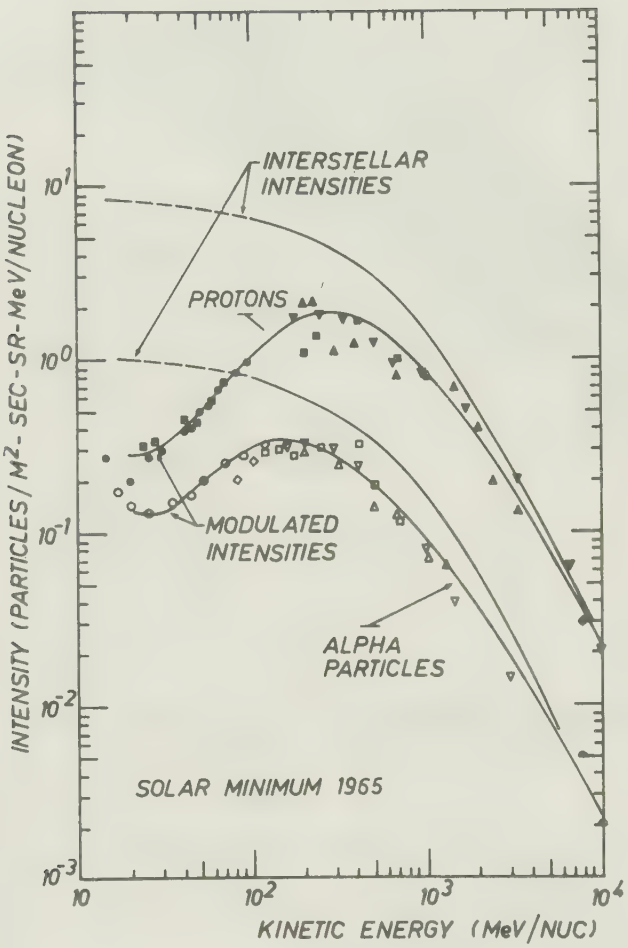


FIG. 38 - Distributions en énergie des protons et particules α cosmiques dans l'espace interstellaire, obtenues après "démodulation" des distributions observées (d'après la réf. 97).

Des calculs permettent d'estimer les effets de cette modulation solaire et de déduire les flux de particules cosmiques dans l'espace interstellaire. La fig. 38 donne un exemple de spectres ainsi obtenus. Cependant, il semblerait que les particules d'énergie inférieure à 100 MeV/n ne puissent jamais atteindre le voisinage de la terre. Même si le mécanisme de la modulation était parfaitement compris, et les paramètres pour l'expliquer parfaitement déterminés, il ne serait pas possible de connaître la forme du spectre à basse énergie, dans l'espace interstellaire, par des mesures directes à la terre.

IV.C.2. Composition du milieu interstellaire

Nous adopterons dans ce qui suit le point de vue suivant lequel les abondances "universelles" représentent assez bien les abondances des éléments du milieu interstellaire puisque des générations d'étoiles ont diffusé leur matière à l'intérieur de ce milieu.

IV.C.3. Principe du calcul du taux de formation d'éléments L par interaction du rayonnement cosmique galactique avec le milieu interstellaire.

Le détail du calcul de ce taux de formation ayant été donné par ailleurs (97), nous n'en exposerons ici que le principe.

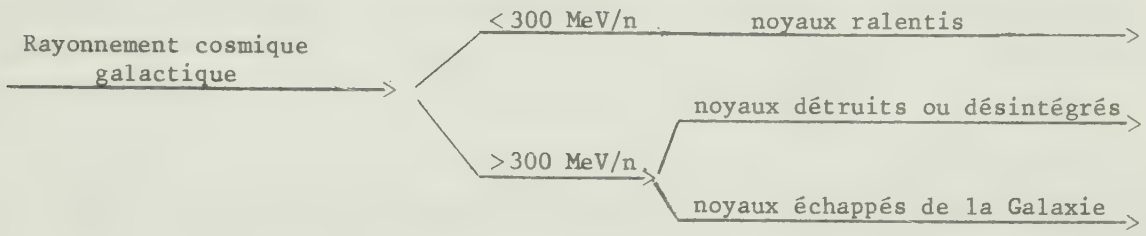
Chaque noyau rapide du rayonnement cosmique galactique peut au cours de sa propagation dans le milieu interstellaire :

(i) être détruit par réaction nucléaire ou se désintégrer par radioactivité

(ii) s'échapper de la Galaxie

(iii) être ralenti et incorporé au gaz interstellaire.

La probabilité de chacun de ces évènements dépend de l'énergie du noyau considéré. Pour les noyaux d'énergie supérieure à 300 MeV/n, seules les deux premières éventualités sont probables. Au contraire, les noyaux d'énergie inférieure à 300 MeV/n sont essentiellement ralentis et par suite incorporés au milieu interstellaire.



Les éléments Li, Be, B que nous observons dans les étoiles et le système solaire proviendraient de cette fraction ralentie.

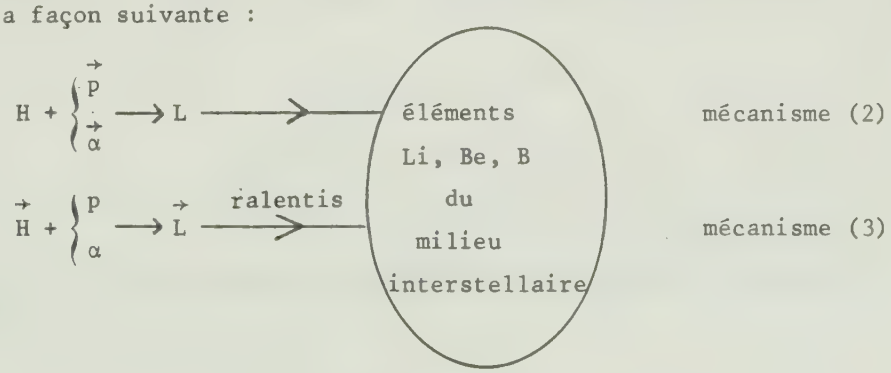
Celle-ci est constituée de trois types de noyaux :

(1) Ceux issus directement des sources de rayonnement cosmique. En ce qui concerne les éléments L, la contribution de la source est négligeable.

(2) Ceux formés au cours de la spallation des noyaux lourds du milieu interstellaire par les protons ($\vec{P}$) et particules $\alpha(\vec{\alpha})$ rapides du rayonnement cosmique (l'énergie de recul des éléments légers ainsi formés est faible - quelques MeV par nucléon).

(3) Ceux formés au cours de la spallation des noyaux lourds rapides du rayonnement cosmique galactique ($\vec{H}$) par les protons et particules α du milieu interstellaire, et ralentis ensuite.

Finalement l'origine des éléments L du milieu interstellaire peut être schématisée de la façon suivante :



Le taux d'éléments L formés suivant le mécanisme (2) s'exprime par :

$$\sum_j \int_o^\infty \left[\sigma_{pjL}(E')\ \phi_p(E') + \sigma_{\alpha jL}(E')\ \phi_\alpha(E')\right] n_j dE' \qquad (cm^{-3}.\ S^{-1})$$

où $\sigma_{\nu jL}$ est la section efficace de formation du noyau L par interaction de la particule ν (p ou α) sur le noyau j.

$\phi_p(E')$ et $\phi_\alpha(E')$ sont les flux de protons et de particules α du rayonnement cosmique.

n_j est la densité de noyaux j du milieu interstellaire.

Le taux d'éléments L incorporés au gaz interstellaire suivant le mécanisme (3) s'exprime par :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_L N_L \qquad (cm^{-3}.\ s^{-1})$$

c'est le "courant" d'éléments L d'énergie thermique.

$N_L(E)$ est le nombre de noyaux L du rayonnement cosmique par unité de volume ayant l'énergie par nucléon E.

La somme de ces 2 contributions donne le taux de formation d'un élément Li, Be ou B (par cm^3 et par s.)

$$\frac{\partial n_L}{\partial t} = \sum_j \int_o^\infty \left[\sigma_{pjL}(E')\ \phi_p(E') + \sigma_{\alpha jL}(E')\ \phi_\alpha(E')\right] n_j dE' + \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_L N_L \qquad (12)$$

Pour effectuer ce calcul il est donc nécessaire de connaître les données suivantes :

- les fonctions d'excitation des éléments L formés par interaction de protons et de particules α sur tous les noyaux j présents dans l'espace interstellaire. Les résultats expérimentaux et,lorsqu'ils n'existent pas, les résultats de nos estimations telles qu'elles ont été présentées dans le chapitre précédent ont été utilisées. Il faut remarquer ici l'importance des sections efficaces de formation des éléments L dans les réactions induites par des α de quelques dizaines de MeV/nucléons. En effet $\phi_\alpha \simeq 0{,}1\ \phi_p$ pour les flux en énergie par nucléon. Dans cette même échelle et pour des énergies inférieures à 100 MeV/nucléon $\sigma_{\alpha jL} \simeq 10\ \sigma_{pjL}$ (cf. Chapitre III) et les termes $\sigma_{pjL}\ \phi_p$ et $\sigma_{\alpha jL}\ \phi_\alpha$ sont du même ordre de grandeur ; à titre d'exemple :

dans la réaction $^{16}O + p$: $\sigma(^7Be) \simeq$ 3 mb pour Ep $\simeq$ 40 MeV
" $^{16}O + \alpha$: $\sigma(^7Be) \simeq$ 18 mb pour E_α = 160 MeV
" $^{12}C + p$: $\sigma(^9Be) \simeq$ 2,5 mb pour E_p = 40 MeV
" $^{12}C + \alpha$: $\sigma(^9Be) \simeq$ 30 mb pour E_α = 160 MeV

- la densité n_j des atomes du milieu interstellaire

$$n_j = n_H \left(\frac{J}{H}\right)_{\text{interstellaire}}$$

n_H densité de l'hydrogène = 1 atomes/cm^3
J/H abondance de l'élément J par rapport à l'hydrogène.

Une bonne approximation consiste à prendre, comme nous l'avons dit précedemment,

$$\left(\frac{J}{H}\right)_{\text{interstellaire}} = \left(\frac{J}{H}\right)_{\text{universel}}$$

- le flux de protons et d'α du rayonnement cosmique galactique dans l'espace interstellaire - ϕ_p et ϕ_α - Les flux mesurés au voisinage de la terre et démodulés suivant le modèle de Goldstein, Fisk et Ramaty (1970) [98] ont été utilisés (c'est-à-dire qu'au dessous de 100 MeV/n ils restent très incertains) ;

- le nombre d'éléments L d'énergie thermique présents par unité de volume N_L · $N_L(E)$ est calculé à partir de l'équation de transport du modèle de diffusion des particules rapides dans la Galaxie [95]. Celle utilisée est dérivée du formalisme de Gloeckler et Jokipii [96], et repose sur les hypothèse suivantes : un certain nombre de "points-sources" sont distribués uniformément dans un volume très large mais fini, la GALAXIE. Les sources émettent continuellement des particules rapides dont la distribution en énergie est indépendante du temps. Ces particules se propagent dans la galaxie suivant les lois de la diffusion en ayant une certaine probabilité de s'échapper lorsqu'elles en atteignent les limites. Le calcul est simplifié en supposant la diffusion dans un volume infini et en ajoutant un terme supplémentaire qui représente la perte par échappement. On suppose qu'en tout point de la galaxie, le flux est constant, c'est-à-dire que la quantité de noyaux formés par unité de temps et d'énergie est égal à la quantité de noyaux détruits pendant le même temps.

Le calcul peut être schématisé comme l'indique la fig. 39.

Pour les noyaux i d'énergie E à l'instant dt :

$$Q_i + P_i = M_i + E_i + B_i + D_i$$

Q_i est le nombre de noyaux i venant directement de la source
P_i sont les noyaux i rapides formés au cours de la propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire :

$$P_i = \sum_j \int_0^\infty N_j(E') \left[n_H \sigma_{pji}(E E') + n_{He} \sigma_{\alpha ji}(E,E') \right] v_j dE' \qquad (13)$$

$N_j(E')$ nombre de noyaux j du rayonnement cosmique par unité de volume ayant l'énergie E' par nucléon.
n_H et n_{He} sont respectivement les densités de protons et de particules α du milieu interstellaire.

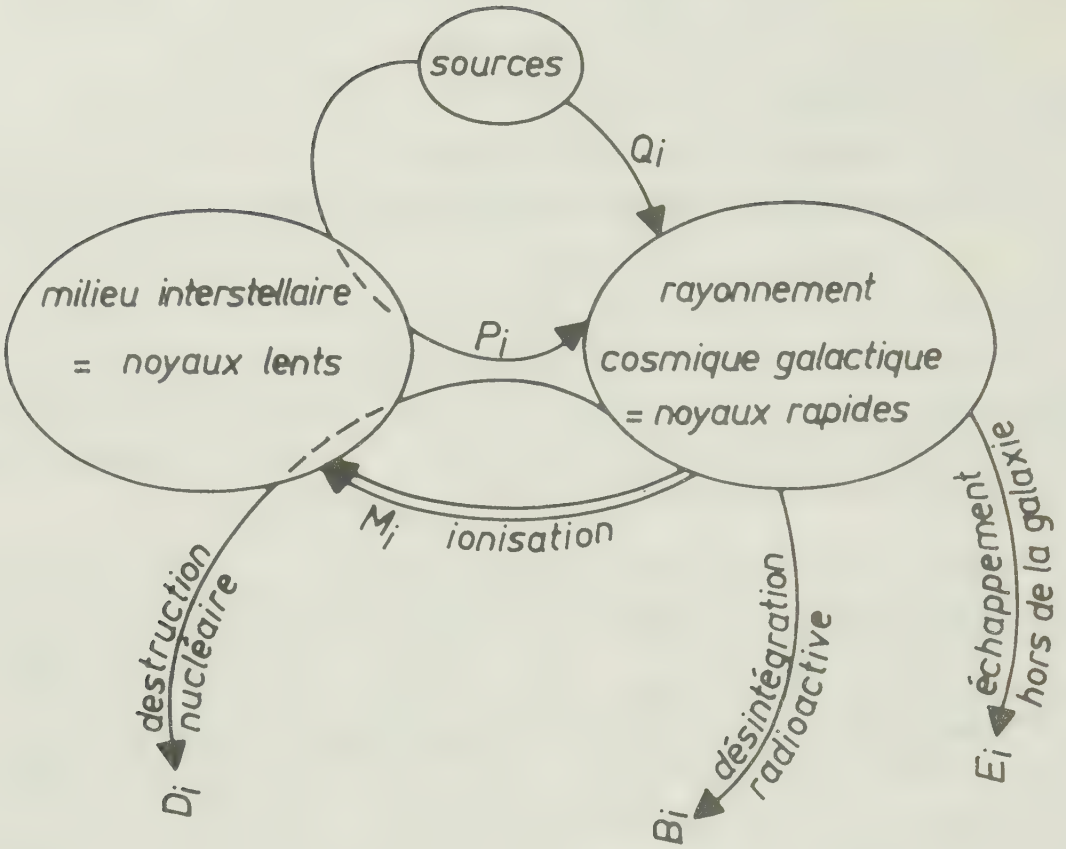


FIG. 39 - Schéma du calcul de la diffusion des particules du rayonnement cosmique galactique.

v_j est la vitesse du noyau j du rayonnement cosmique

M_i tient compte de la perte d'énergie en fonction du temps due aux phénomènes d'ionisation

$$M_i = \frac{\partial}{\partial E}\left[-\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_i N_i(E)\right]$$

$\partial E/\partial t$ est la perte d'énergie par nucléon par seconde due à l'ionisation.

$$E_i = N_i(E)/\tau_e$$

τ_e durée de vie du noyau i par rapport à l'échappement

$$B_i = \frac{N_i(E)}{\gamma\,\tau_i}$$

τ_i durée de vie du noyau i par rapport à la décroissance radioactive si le noyau est instable

$$D_i = \frac{N_i(E)}{\tau_N} = N_i(E)\left[n_{He}\,\sigma_{\alpha i} + n_H\,\sigma_{pi}\right] v_i$$

$\sigma_{\alpha i}$ et σ_{pi} sont les sections efficaces de destruction du noyau i par α et par protons.

Le calcul détaillé [97] conduit à la détermination du flux de noyaux L à l'énergie par nucléon E à partir de données fournies par l'observation et par l'expérience. En particulier, ce calcul nécessite la connaissance des sections efficaces de formation de tous les noyaux i possibles par interaction de protons et particules α sur les noyaux j du rayonnement cosmique galactique (eq. 13). Un grand nombre de sections efficaces ont dû être évaluées mais avec une précision suffisante, croyons-nous, pour que toute nouvelle mesure n'apporte pas de changement fondamental dans les résultats à une exception près peut-être. En effet les sections efficaces de formation des ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be par réaction $\alpha + \alpha$ sont très mal connues et des mesures seraient nécessaires.

Les taux de production ($cm^{-3}\ s^{-1}$) actuels des éléments L au repos dans le milieu interstellaire peuvent être ainsi calculés. Pour expliquer les abondances observées nous pouvons d'abord faire l'hypothèse qu'en moyenne le rayonnement cosmique galactique et le milieu interstellaire ont toujours été tels que nous les observons actuellement. Il suffit alors de multiplier le taux "actuel" par le temps moyen d'exposition du gaz interstellaire au rayonnement cosmique galactique $\sim 5\ 10^{9}$ ans (âge de la galaxie $(11 \pm 1)\ 10^{9}$ ans). On évalue en effet que environ 50 % du gaz interstellaire est déjà passé dans des étoiles (et à l'intérieur de ces étoiles les Li, Be, B ont été détruits).

Les abondances des éléments L ainsi obtenues sont présentées dans le tableau 10.

TABLEAU 11

	$^{6}Li/H$	$^{7}Li/H$	$^{7}Li/^{6}Li$	Li/H	Be/H	B/H	$^{11}B/^{10}B$
abondances observées (i)	10^{-10}	10^{-9}	12,4	1 à 2 10^{-9}	2 10^{-11}	3 10^{-10}	4,1
abondances calculées (ii)	4 10^{-11}	6 10^{-11}	1,5	10^{-10}	10^{-11}	1,5 10^{-10}	2,4

(i) Abondances observées dans le système solaire cohérentes en moyenne avec les observations stellaires.

(ii) Abondances des éléments L obtenues à partir d'un spectre de rayonnement cosmique en $W^{-2,6}$ (W énergie totale) d'un parcours $\Lambda_e = 6,3\ g\ cm^{-2}$ et d'un temps moyen d'exposition du gaz interstellaire de $5\ 10^{9}$ ans.

Si nous comparons aux observations présentées, nous constatons un accord à un facteur 2 près, ce qui est satisfaisant étant données les approximations faites. Cependant, l'abondance du lithium est plus d'un ordre de grandeur trop faible.

Mais, comme l'a fait remarquer Mitler [99], les taux de formation des éléments Li, Be, B ne sont vraisemblablement pas restés constants au cours du temps :

- le flux de rayonnement cosmique peut avoir été plus intense dans le passé,

- le milieu interstellaire s'est progressivement enrichi des éléments que des générations d'étoiles ont fabriqués.

Truran et Cameron [100] en ont tenu compte dans leur modèle d'évolution de la Galaxie.

IV. D - LE MODELE DE TRURAN ET CAMERON (1972)

Truran et Cameron [100] ont utilisé un modèle qui rend assez bien compte de l'abondance des éléments de A > 12 à la surface des étoiles en fonction de leur âge, pour le calcul de la variation d'abondance des éléments L en fonction du temps depuis l'origine de la galaxie. Ils considèrent l'hypothèse de la formation de ces éléments par l'interaction du rayonnement cosmique galactique avec le milieu interstellaire. Ils supposent la variation du flux de rayonnement cosmique liée à la variation du taux de supernovae (origine supposée de l'accélération des particules cosmiques). Ils calculent l'enrichissement progressif du milieu interstellaire et la destruction des Li, Be, B dans les étoiles à partir du taux de formation stellaire que l'on peut déduire des observations (taux qui est fonction de la masse de l'étoile).

Ils rendent compte ainsi de l'abondance de ^{6}Li observée. L'abondance de bore et beryllium calculée est trop élevée (facteur 3), celle du ^{7}Li trop faible d'un facteur $\sim$ 10. Un flux de rayonnement cosmique de basse énergie particulièrement intense et des sections efficaces pas toujours correctes peuvent expliquer le facteur 3. Mais comme dans le calcul simplifié que nous avons présenté auparavant, l'abondance du ^{7}Li reste inexpliquée.

- Pouvons-nous rendre responsable de cette absence de ^{7}Li une des approximations du modèle ?

Il n'y a aucune raison pour que celles-ci affectent plus un isotope qu'un autre. En particulier, des calculs ont été faits en utilisant différents flux de rayonnement cosmique à basse énergie et en y incluant des flux très intenses peu réalistes. Les isotopes du lithium restent toujours formés dans un rapport voisin de l'unité.

- Existe-t-il un processus de nucléosynthèse susceptible de former le ^7Li et lui seul en quantités suffisantes ?

Récemment des calculs détaillés ont été faits pour 2 modèles de nucléosynthèse : le "Big-Bang" et les "little bangs".

IV.E - LE "BIG-BANG"

C'est aujourd'hui le modèle cosmologique qui semble retenir l'attention du plus grand nombre : l'état actuel de notre univers serait le résultat de l'expansion d'un gaz de nucléons où régnait une température et une densité très élevées. Les phénomènes de nucléosynthèse susceptibles de se produire au cours de cette expansion ont été étudiés par de nombreux auteurs. Wagoner, Fowler et Hoyle en ont fait le calcul détaillé [84] [101]. Sur la fig. 40, nous avons reporté les quantités relatives d'éléments formés au cours du Big-Bang d'après les derniers calculs de Wagoner non encore publiés. Elles sont données en fonction de la densité baryonique universelle telle qu'on la suppose actuellement pour une température de rayonnement universel de 2,7°K et pour un nombre leptonique électronique Le = 0. Une variation de Le altèrerait ces abondances mais ne produirait pas en quantité appréciable d'autres éléments L en particulier.

La valeur de la densité moyenne de l'univers ρ_o* n'est pas sure, seules des limites en sont données :

$$5\ 10^{-32} < \rho_o < 2\ 10^{-29}\ g\ cm^{-3}$$

$$\rho_o \simeq 3\ 10^{-30}\ g\ cm^{-3} \quad \text{(Oort, 1970)}$$

Nous pensons qu'il est possible de réduire ces limites en considérant le cas particulier du deuterium :

Geiss et Reeves [102] ont montré qu'au moment de la formation du système solaire $D/H \simeq 2,5\ 10^{-5}$ confirmant ainsi l'origine universelle du deuterium. Aucun modèle autre que le Big-Bang ne peut rendre compte de l'abondance observée de deuterium [100].

Cet isotope est aussi complètement détruit à l'intérieur des étoiles. En supposant que la fraction de la matière qui est passée dans les étoiles entre l'origine de l'univers et celle du système solaire se situe entre 1/4 et 3/4 [103], on peut alors extrapoler l'abondance initiale du deuterium :

$$3\ 10^{-5} < (D/H)_{initial} < 10^{-4}$$

---

* actuellement $\rho_o \simeq \rho_b$

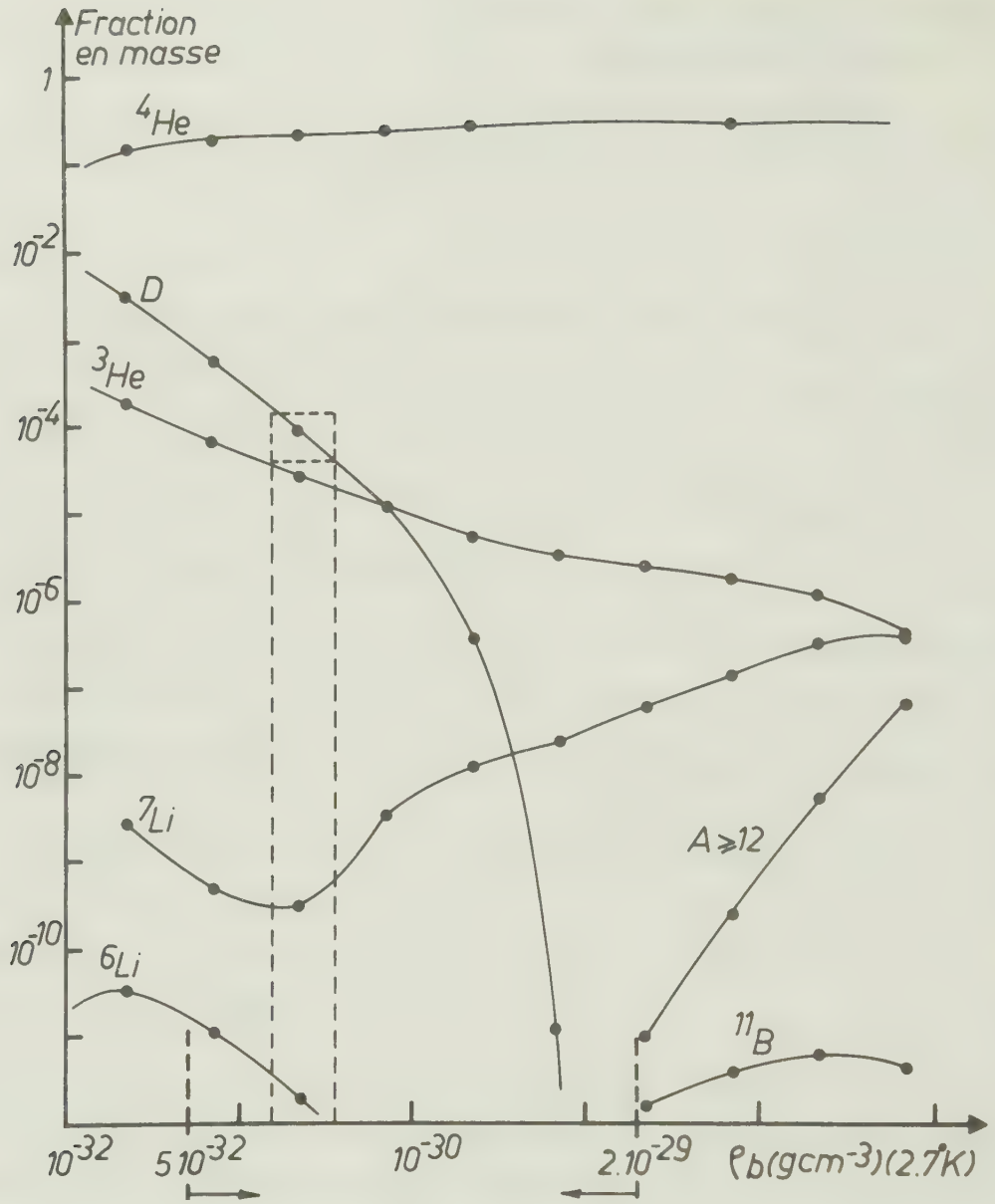


FIG. 40 - Eléments formés au cours du "Big Bang" (d'après R.V. Wagoner, 1972 - à paraître). Les flèches indiquent les limites données actuellement pour la densité moyenne de l'univers.

C'est-à-dire en fraction de masse *

$$4\ 10^{-5} < X\ (D) < 1{,}5\ 10^{-4}$$

---

* $$X\ (i) = \frac{n_i\ M_i}{\sum_j n_j\ M_j} = \frac{n_i/n_H\ M_i}{\sum_j n_j/n_H\ M_j} \simeq {}^{n_i}/_{n_H}\ {}^{M_i}/_{1,4}$$

Dans ces conditions la quantité de ^7Li qui a pu se former au cours du Big-Bang est comprise dans les limites :

$$3\ 10^{-10} < X\ (^7Li) < 8\ 10^{-10}$$

soit après destruction dans les intérieurs stellaires :

$$4\ 10^{-10} < X\ (^7Li) < 3\ 10^{-9}$$

$$8\ 10^{-11} < {}^7Li/H < 6\ 10^{-10}$$

quantité encore insuffisante pour expliquer les observations.

H. Reeves (103) a montré que la quantité requise de ^7Li pouvait être calculée à condition de prendre Le $\neq$ 0.

Néanmoins l'écart entre la valeur calculée par Wagoner et la valeur observée n'est pas si grand qu'il ne soit possible d'envisager sa disparition à la faveur de paramètres (nucléaires ou autres) mieux déterminés.

Remarquons également que les autres éléments L susceptibles de se former au cours du Big-Bang, le sont dans des proportions négligeables.

IV. F - NUCLEOSYNTHESE DANS UNE PHASE PREGALACTIQUE

Elle est invoquée pour expliquer les abondances de métaux dans les plus vieilles étoiles (101). A partir des éléments produits par le Big-Bang des étoiles se sont formées. Les plus massives d'entre elles (qui ont pu être plus massives que toutes celles connues) ont évolué très rapidement. Elles ont pu se contracter jusqu'à des températures et des pressions très élevées (10^{10}°K, 10^7 g cm^{-3}) puis se détendre très rapidement ("little bang"). Des réactions thermonucléaires ont eu lieu et des éléments se sont formés.

Wagoner a calculé l'évolution nucléaire d'une matière non dégénérée en expansion à partir d'au moins 10^{10} °K en fonction de 3 paramètres :

- l'abondance relative proton-neutron,
- la densité baryonique à 10^{10} °K
- le taux d'expansion.

Ce sont les 3 paramètres qui peuvent influencer la formation des éléments dans les conditions envisagées.

En particulier, il a calculé la production des éléments légers pour des variations très larges de ces paramètres (et peu réalistes). Nous pensons qu'il est possible de limiter ces variations.

La densité baryonique est reliée au paramètre h par l'expression :

$$\rho_b = h\, T_9^3$$

(T_9 température en unité de 10^9 °K)
dans le big-bang : $h \sim 10^{-3}$ à 10^{-6}
dans les little bangs: $h \sim 1$ à 10^5

Fowler et Hoyle [104] ont montré que ce paramètre était relié à la masse de l'étoile $h \gtrsim 10^5\ (M\odot/M)^{1/2}$. Or les "objets super massifs" capables d'imploser et d'exploser ont des masses supérieures à 10^2 M⊙, c'est-à-dire que $h \leqslant 10^4$.

Il est possible alors d'estimer la formation de ^{7}Li dans les proportions suivantes :

$$2\ 10^{-8} \leqslant \frac{X\ (^7Li)}{X\ (^4He)} \leqslant 10^{-7}$$

Pour connaître la contribution de la nucléosynthèse prégalactique $\Delta X\ (^7Li)$ à l'abondance universelle on peut estimer qu'au maximum 30 % de l'hydrogène initial a été transformé en hélium [105] :

$$\Delta X\ (^7Li) = \Delta X\ (^4He)\ \frac{X\ (^7Li)}{X\ (^4He)} \leqslant 0{,}3\ \frac{X\ (^7Li)}{X\ (^4He)}$$

soit une limite pour l'abondance actuelle (compte-tenu de la destruction stellaire) :

$$^7Li/H \leqslant 3\ 10^{-9}$$ compatible avec les observations ;

- ^{9}Be et ^{11}B peuvent être formés dans ce processus dans des rapports avec l'hydrogène au plus égal à 10^{-11}
- le rapport $^{11}B/^{10}B$ est supérieur à 10
- la quantité de ^{6}Li formée est d'au moins 5 ordres de grandeur inférieure à celle du ^{7}Li.

C'est en conclusion un modèle intéressant mais qui ne précise pas assez les conditions physiques dans lesquelles il se situe.

IV. G - "HELIUM BURNING FLASHES"

Nous mentionnerons seulement la possibilité de formation de ^{7}Li dans les étoiles géantes rouges considérées par Cameron et Fowler [106], car aucun calcul n'a encore été fait sur cette hypothèse.

Certaines géantes rouges ont une abondance en ^{3}He très élevée dans leur enveloppe d'hydrogène. Si cette enveloppe est entraînée dans une région où la température atteint 10^8 °K, ^{3}He peut se transformer en ^{7}Be [^{3}He $(\alpha\gamma)$ ^{7}Be]. Ce ^{7}Be,

entraîné vers des régions plus froides, peut capturer un e^- et se transformer en ^7Li. En outre, ces étoiles sont connues pour perdre une bonne fraction de leur masse (quelques 10 % sous forme de "vent stellaire") et contribuer ainsi à l'enrichissement du gaz interstellaire.

Du ^{11}B pourrait également se former suivant les réactions $^7Be\ (\alpha,\gamma)\ ^{11}C$ et $^7Li\ (\alpha,\gamma)\ ^{11}B$.

Conclusions

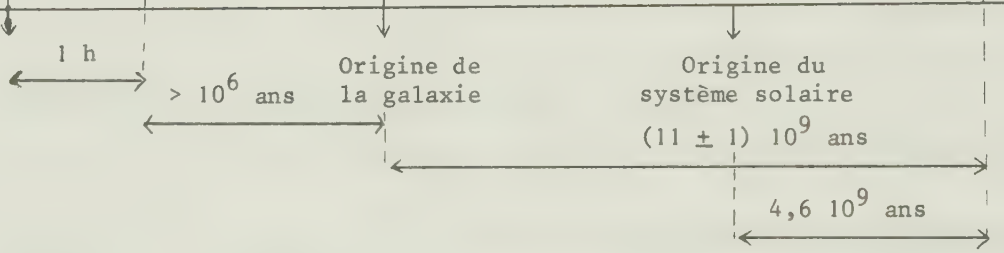
Nous avons rassemblé dans le tableau (12) les modèles de nucléosynthèse qui autorisent la formation des éléments Li, Be, B parce que, hors de l'équilibre thermique, (les éléments L une fois formés ne sont pas ainsi immédiatement détruits).

L'échelle de temps que nous indiquons permet de se rendre compte que ces modèles ne sont pas également plausibles : on a beaucoup de preuves de l'interaction du rayonnement cosmique galactique avec le milieu interstellaire, c'est un phénomène actuel. On n'a jamais observé d'étoiles aussi grosses que celles qu'impliquent les "little bangs". Plus on recule dans le temps, plus il est difficile de contrôler les hypothèses avancées. Chaque modèle de nucléosynthèse est plus particulièrement destiné à expliquer l'abondance d'un groupe d'éléments et une étape importante est de réaliser leur cohésion. Ainsi les abondances des éléments Li, Be, B (exceptée celle du ^7Li) s'expliquent bien dans le cadre du modèle d'évolution de la galaxie par l'interaction du rayonnement cosmique galactique avec le milieu interstellaire. Le ^7Li aurait une origine prégalactique compatible avec les modèles admis aujourd'hui.

Il est important de remarquer que le modèle d'interaction du rayonnement cosmique galactique avec le milieu interstellaire qui rend compte de l'abondance des ^6Li, ^9Be, ^{10}B, ^{11}B observées dans les étoiles et le système solaire, rend compte également des abondances observées des éléments du rayonnement cosmique.

TABLEAU 12

	Big-Bang	Nucléosynthèse prégalactique = "little bangs"	little bangs	Géantes rouges	Rayonnement cosmique galactique	Maintenant
$^{6}Li/H$	0	0			10^{-10}	10^{-10}
$^{7}Li/H$	$3\pm3\ 10^{-10}$	$< 3\ 10^{-9}$	?	?	$2\ 10^{-10}$	10^{-9}
$^{9}Be/H$	0	$< 10^{-11}$			$2\ 10^{-11}$	$2\ 10^{-11}$
$^{11}B/H$	0	$< 10^{-11}$			$3\ 10^{-10}$	$2,5\ 10^{-10}$
$^{10}B/H$	0	ε ?			10^{-10}	$6\ 10^{-11}$



Les différents sites de nucléosynthèse des éléments L et leur contribution aux abondances observées.
Les chiffres indiquent la valeur actuelle de la contribution de chaque modèle.
Lorsque celle-ci est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la valeur observée nous avons indiqué 0.

C O N C L U S I O N

L'étude de la nucléosynthèse des éléments Li, Be, B a motivé les mesures de sections efficaces et l'analyse semi-empirique des réactions de spallation que nous avons effectuées.

Comme pour tous les processus complexes, cette étude est faite en termes de "modèles", constructions intellectuelles visant à rendre compte des faits et dont les éléments doivent constituer un ensemble cohérent sans contradictions internes. Ces modèles sont perfectionnés par approches successives. Pour élaborer un modèle de nucléosynthèse, beaucoup de données sont nécessaires et parmi celles-ci, les données nucléaires jouent un rôle fondamental.

Depuis que notre laboratoire a orienté une partie de ces recherches vers l'étude de la nucléosynthèse des éléments légers [4], beaucoup de progrès ont été accomplis : les observations se sont perfectionnées, les mesures de sections efficaces se sont développées, notre connaissance des réactions de spallation s'est améliorée et le modèle de nucléosynthèse des éléments Li, Be, B a profondément évolué. Il évoluera sans doute encore dans l'avenir mais les mesures de sections efficaces resteront toujours des données de base.

Par ailleurs, l'étude semi-empirique des phénomènes physiques qui interviennent au cours des réactions de spallation nous a permis de montrer que les particularités de la structure nucléaire interviennent même dans des réactions beaucoup plus complexes que celles qui ont été étudiées jusqu'ici par la spectroscopie nucléaire. En dehors des préoccupations astrophysiques qui ont été les nôtres, nous sommes persuadés que de nombreux aspects intéressants de la physique du noyau pourront être compris lorsqu'une étude détaillée de ces réactions sera entreprise.

B I B L I O G R A P H I E

1 - W.A FOWLER, G.R. BURBIDGE, E.M. BURBIDGE - Astrophys. J. Suppl 2 (1955) 167

2 - S. HAYAKAWA - Prog. Theor. Phys 13 (1955) 464

3 - R. BERNAS, M. EPHERRE, E. GRADSZTAJN, R. KLAPISCH, F. YIOU - Phys. Letters 15 (1965) 147

4 - E. GRADSZTAJN - Annales de Physique 10 (1965) 791

5 - R. BERNAS, E. GRADSZTAJN, H. REEVES, E. SCHATZMAN - Annals of Physics 44 (1967) 426

6 - F. YIOU - Ann. Phys. 3 (1968) 169

7 - C. RYTER, H. REEVES, E. GRADSZTAJN, J. AUDOUZE - Astron. Astrophys. 8 (1970) 389

8 - H. REEVES, W.A. FOWLER, F. HOYLE - Nature 226 (1970) 727

9 - R.G. KORTELING, E.K. HYDE - Phys. Rev. 136 (1964) B 425

V.P. CRESPO, J.M. ALEXANDER, E.K. HYDE - Phys. Rev. 131 (1963) 1765

10 - G. CARTER, J.S. COLLIGNON - Ion Bombardment of Solids - ed. HEB 1968

11 - C. SLODZIAN, R. CASTAING - J. Microscopie 1 (1962) 395

12 - R. KLAPISCH, J. CHAUMONT, C. PHILIPPE, I. AMAREL, R. FOUCHER, M. SALOME, R. BERNAS Nuclear Inst. and Methods 53 (1967) 216

13 - R. FERGEAU - Le vide n° 134 (1968)

14 - E. GRADSZTAJN, M. GUEZ - Int. Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics 4 (1970) 305

15 - P. DE BIEVRE (Bureau Central de Mesures Nucléaires - Geel) - Communication personnelle 1971

16 - H.J. SVEC, A.R. ANDERSON - Geochimica et Cosmochimica Acta 29 (1965) 633

17 - C.C. Mc MULLEN, C.M. CRAGG, H.G. THODE - Geochimica et Cosmochimica Acta 23 (1961) 147

18 - M. SHIMA - Journal of Geophysical Research 67 (1962) 4521
Geochimica et Cosmochimica Acta 27 (1963) 911

19 - H.O. FINLEY, A.E. EBERLE, C.J. RODDEN - Geochimica et Cosmochimica Acta 26 (1962) 911

20 - J. DUFAURE DE CITRES - Bulletin de la Société Chimique de France 4 (1969) 1072

21 - A.O. ALLEN - Radiation chemistry of water and aqueous solutions - Mc Graw Hill 1968

22 - A.G. COLLINS, J.A. Mc HUGH - Advances in mass spectrometry 3 (1965) 169

23 - R. BENZAKIN, H. GAUVIN - à paraître (1972)

24 - G. RAISBECK, J. LESTRINGUEZ, F. YIOU - à paraître (1972)

25 - J.B. CUMMING - Annual Review Nucl. Sci 13 (1963) 261

26 - P. FONTES, C. PERRON, J. LESTRINGUEZ, F. YIOU, R. BERNAS - Nuclear Physics A 165 (1971) 405

27 - F. YIOU, C. SEIDE, R. BERNAS - J. of Geophysical Research 74 (1969) 2447

28 - M. EPHERRE, C. SEIDE - Phys. Rev. C 3 (1971) 2167

29 - P.A. BENIOFF - Phys. Rev. 119 (1960) 316

30 - R. BIMBOT, H. GAUVIN - C.R. Acad. Sc. Paris 273 (1971) 1054

31 - M. BARBIER, S. REGNIER - J. Inorg. nucl. Chem. 33 (1971) 2722

32 - R. GEORGE - Thèse 3e cycle IPN Orsay (non publiée) 1962

33 - M. HONDA, D. LAL - Nucl. Phys. 51 (1964) 363

34 - P.L. REEDER - J. Inorg. Nucl. Chem. 27 (1965) 1879

35 - L. VALENTIN, G. ALBOUY, J.P. COHEN, M. GUSAKOW - Phys. Letters 7 (1963) 163

36 - J.P. BLASER, P. MARMIER, M. SEMPERT - Helv. Phys. Acta 25 (1952) 442

37 - A.B. CLEGG, K.J. FOLEY, G.L. SALMON, R.E. SEGEL - Proc. Phys. Soc. 78 (1961) 681

38 - A.M. Mc LEOD, J.M. REID - Proc. Phys. Soc. 87 (1966) 437

39 - J.L. SYMONDS, J. WARREN, J.D. JOUNG - Proc. Phys. Soc. A 70 (1957) 824

40 - L. VALENTIN, G. ALBOUY, J.P. COHEN, M. GUSAKOW - J. de Phys. 25 (1964) 704

41 - C.N. DAVIDS, H. LAUMER, S.M. AUSTIN - Phys. Rev. Letters 22 (1969) 1388
Phys. Rev. C 1 (1970) 270
- H. LAUMER, L. PANGGABEAN, S.M. AUSTIN - Rapport annuel du Michigan State Univ.1971

42 - R. SERBER - Phys. Rev. 72 (1947) 114

43 - M.L. GOLBERGER - Phys. Rev. 74 (1948) 1269

44 - N. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVITCH, J.M. MILLER, G. FRIEDLANDER - Phys. Rev. 110 (1958) 185 - Phys. Rev. 110 (1958) 204

45 - K. CHEN, Z. FRAENKEL, G. FRIEDLANDER, J.R. GROVER, J.M. MILLER, Y. SHIMAMOTO - Phys. Rev. 166 (1968) 949

46 - J.P. COHEN - Nucl. Phys. 84 (1966) 316

47 - H.W. BERTINI, M.P. GUTHRIE - Nucl. Phys. A 169 (1971) 670

48 - G.D. HARP, J.M. MILLER, B.J. BERNE - Phys. Rev. 165 (1968) 1166

49 - M. BLANN - Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1357

50 - C.K. KLINE, M. BLANN - Nucl. Phys. A 172 (1971) 225

51 - V.F. WEISSKOPF - Phys. Rev. 52 (1937) 295

52 - I. DOSTROVSKY, P. RABINOVITZ, R. BIVINS - Phys. Rev. 111 (1958) 1659
- I. DOSTROVSKY, Z. FRAENKEL, J. HUDIS - Phys. Rev. 123 (1961) 1452

53 - E. GRADSZTAJN, F. YIOU, R. KLAPISCH, R. BERNAS - Phys. Rev. Letters 14 (1965)436

54 - E. FERMI - Prog. Theor. Phys. (Japon) 5 (1950) 570

55 - M. EPHERRE, E. GRADSZTAJN - J. de Physique 28 (1967) 48

56 - H.W. BERTINI - Phys. Rev. 171 (1968) 1261
- H.W. BERTINI, M.P. GUTHRIE - Nucl. Phys. A 169 (1971) 670

57 - E. FERMI - Nuclear Physics - Chicago Press 1954

58 - P. MORRISON - A survey of Nuclear Reactions in experimental Physics II - Ed. E. SEGRE (Wiley) 1953

59 - M. EPHERRE, E. GRADSZTAJN, R. KLAPISCH, H. REEVES - Nucl. Phys. A 139 (1969) 545

60 - G. RUDSTAM - Thèse Université d'Uppsala 1956
- G. RUDSTAM - Zeit. Naturforsch. 21a (1966) 1027

61 - J. AUDOUZE, M. EPHERRE, H. REEVES - Nucl. Phys. A 97 (1967) 144

62 - I. HALPERN, R.J. DEBS, J.T. EISINGER, A.W. FAIRHALL, H.G. RICHTER - Phys. Rev. 97 (1955) 1327

63 - R. SILBERBERG, C.H. TSAO - Rapport du Naval Research Laboratory, Washington, DC 20390 (1971)

64 - M. EPHERRE - Rapport interne à paraître

65 - P.L. REEDER - Thèse Université de Californie UCRL 10531 (1962)

66 - S. MELONI, J.B. CUMMING - Phys. Rev. 136 (1964) 1359

67 - K. GOEBEL, H. SCHULTES, J. ZAHRINGER - CERN Report n° 64-12 - Nuclear Physics Division

68 - M. MULLIER - Thèse 3e cycle, Chimie Nucléaire ORSAY

69 - A.I. VIKHROV, V.E. DUDKIN, I.I. P'YANOV, O.V. SYSOEVA - Soviet Journal of Nuclear Physics 11 (1970) 19

70 - T.A. GABRIEL, R.T. SANTORO, R.G. ALSMILLER - ORNL TM - 3153 (1970)

71 - J. RADIN - Phys. Rev. C 2 (1970) 793

72 - J. RADIN - Thèse New York University (1971)

73 - J. LESTRINGUEZ, G.M. RAISBECK, F. YIOU, R. BERNAS - Physics Letters 36 B (1971) 331

74 - H.A. BETHE, C.L. CRITCHFIELD - Phys. Rev. 54 (1938) 248

75 - C.F. VON WEIZSÄCKER - Physik Z. 39 (1938) 633

76 - E.E. SALPETER - Ap. J. 115 (1952) 326

77 - E.M. BURBIDGE, G.R. BURBIDGE, W.A. FOWLER, F. HOYLE - Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547

78 - W.A. FOWLER, J.L. GREENSTEIN, F. HOYLE - Geophys. J. Roy Astron. Soc. 6 (1962) 148

79 - N.GREVESSE - Solar Phys. 5 (1968) 159

80 - O. HAUGE, O. ENGVOLD - Ap. Letters 2 (1968) 235

81 - R.R. ZAPPALA - Ap. J. 172 (1972) 57

82 - HERBIG - Highlights of Astronomy - Perek ed. IAU (1967)

83 - J.G. COHEN - Ap. J. 171 (1972) 71

84 - R.V. WAGONER, W.A. FOWLER, F. HOYLE - Astrophys. J. 148 (1967) 3

85 - G. WALLERSTEIN, P.S. CONTI - Annual Review of Astr. and Astrophys. 7 (1969) 99

86 - J. BRAULT, E. MULLER - Private communication to R.H. DICKE
- R.H. DICKE - Ap. J. 171 (1972) 331

87 - E. WIEHR, G. STELLMACHER, E.H. SCHROTER - Ap. Letters 1 (1968) 181

88 - W. TRAUB, F.L. ROESLER - Ap. J. 163 (1971) 629

89 - O. ENGVOLD, O.K. MOE, P. MALTBY - Astr. and Ap. 9 (1970) 79

90 - O. ENGVOLD - Solar Physics 11 (1970) 183

91 - M. QUIJANO-RICO, WANKE - Meteorite Research (Millman Reidel) (1969) 132

92 - D. KRANKOWSKI, O. MULLER - Geochim. Cosmochim. Acta 31 (1967) 1833

93 - G. GOLES - Handbook of Geochemistry - chapitre 5 (1969)

94 - C.W. SILL, C.P. WILLIS - Geochim. Cosmochim. Acta 26 (1962) 1209

95 - V.L. GINZBURG, S.I. SYROVATSKII - The origin of Cosmic Rays - Pergamon Press 1964

96 - G. FLOECKLER, J.R. JOKIPII - Phys. Rev. Letters 22 (1969) 1448

97 - M. MENEGUZZI, J. AUDOUZE, H. REEVES - Astron. and Astrophys. 15 (1971) 337

98 - M.L. GOLDSTEIN, L.A. FISK, R. RAMATY - Phys. Rev. Letters 25 (1970) 832

99 - H.E. MITLER - Preprint du Smithsonian Institute (1970)

100 - J.W. TRURAN, A.G.W. CAMERON - Preprint "Evolutionary models of nucleosynthesis in the Galaxy"

101 - R.V. WAGONER - Ap. J. Sup. 18 (1969) 247

102 - J. GEISS, H. REEVES - Cosmic and Solar System abundances of deuterium and ^{3}He Astr. Astrophysics 18 (1972) 126

103 - H. REEVES - Communication personnelle - à paraître

104 - W.A. FOWLER, F. HOYLE - Astrophys. J. Suppl. n° 91 . 9 (1964) 201

105 - H. REEVES, W.A. FOWLER, J. AUDOUZE, D. SCHRAMM - à paraître

106 - A.G.W. CAMERON, W.A. FOWLER - Ap. J. 164 (1971) 111

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - TECHNIQUES EXPERIMENTALES 4

I.A - LE SPECTROMETRE DE MASSE 6

I.A.1. Description du spectromètre 6

- La source d'ions 6
- L'analyseur magnétique 8
- Le système de détection des ions 8
- Le système de pompage 9

I.A.2. Utilisation du spectromètre de masse pour la mesure des sections efficaces 9

- Mesure des rapports isotopiques - facteur de discrimination 11
- Mesure des quantités absolues d'isotopes 13

I.B - METHODES UTILISEES POUR ELIMINER LA CONTAMINATION NATURELLE 14

I.B.1. Contamination apportée par les manipulations ... 14

I.B.2. Contamination introduite au cours de l'irradiation 16

I.B.3. Evaluation de la contamination introduite au cours d'une expérience 19

CHAPITRE II - MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX 20

II.A - SECTIONS EFFICACES DE FORMATION DES ISOTOPES ^{6}Li, ^{7}Li, ^{7}Be, ^{9}Be, ^{10}Be par INTERACTION DE PARTICULES α de 160 Mev AVEC L'OXYGENE 20

II.A.1. Détermination des rapports isotopiques 21

II.A.2. Détermination des quantités des isotopes formés par irradiation 26

II.A.3. Détermination des sections efficaces 27

II.A.4. Comparaison avec les sections efficaces des réactions induites par des protons de même énergie 31

II.B - REACTIONS INDUITES PAR DES PROTONS DE BASSE ENERGIE 32

CHAPITRE III - PHYSIQUE DES REACTIONS DE SPALLATION : APPLICATION A L'EVALUATION SEMI-EMPIRIQUE DES SECTIONS EFFICACES 35

III.A - REACTIONS INDUITES PAR PROTONS 36

III.A.1. Méthodes de calculs statistiques - Evaporation et Break-up 36

- principe du calcul d'Evaporation 40
- principe du calcul de Break-up 41
- comparaison Evaporation - Break-up 42

III.A.2. Formules semi-empiriques 45

III.A.3. Systématique des sections efficaces 49

- parenté des différents types de réaction 52
- rôle de la cible dans la formation d'un isotope donné 58
- rôle de l'écart de masse entre cible et produit : importance des sous-structures α..... 61

III.B - REACTIONS INDUITES PAR PARTICULES α 66

CHAPITRE IV - LA NUCLEOSYNTHESE DES ELEMENTS Li, Be, B et L'IMPORTANCE DES SECTIONS EFFICACES DE SPALLATION 70

IV.A - EVOLUTION DES MODELES TRAITANT DE L'ORIGINE DES ELEMENTS Li,Be,B 70

IV.B - LES OBSERVATIONS 75

IV.B.1. Les observations stellaires Li, Be 75

IV.B.2. Les observations dans le système solaire Li, Be, B .. 77

IV.C - LA FORMATION DES ELEMENTS Li, Be, B DANS L'INTERACTION DU RAYONNEMENT COSMIQUE GALACTIQUE AVEC LE MILIEU INTERSTELLAIRE. 79

IV.C.1. Le rayonnement cosmique 79

IV.C.2. Le milieu interstellaire 81

IV.C.3. Le principe du calcul du taux de formation d'éléments L 81

IV.D - LE MODELE DE TRURAN et CAMERON, 1972 87

IV.E - LE "BIG-BANG" 88

IV.F - NUCLEOSYNTHESE DANS UNE PHASE PREGALACTIQUE 90

IV.G - NUCLEOSYNTHESE DANS LES GEANTES ROUGES 91

CONCLUSION 94